UNIVERSITETI I TIRANES
FAKULTETI I INXHINIERISE

Ing. PETRAQ VASILI

Tensionet e larta

(PERPUNIM I KONSPEKT LEKSIONEVE)

I

TIRANE, 1975

UNIVERSITETI SHTETËROR I TIRANËS
FAKULTETI INXHINERISË

Ing. Petraq Vasili

T E N S I O N E T   E   L A R T A

(Përpunim i konspekt leksioneve)

I

Tiranë, 1975

Shtypur në Shtypshkronjën "Revista-Dispenca"
Botimi I-rë
Rishtyp 1975
Tirazhi 500

PARATHËNJE

Zhvillimi i sistemit energjotik elektrifikimi i gjithë vendit si dhe prodhimi i pajisjeve elektrike të tensionit të lartë, lidhet ngushtë edhe me teknikën e tensioneve të larta. Ndertimi i socializmit në vendin tonë shtroi detyra shumë të mëdha edhe në drejtim të elektrifikimit të vendit. Ritmet e përfundimit të elektrifikimit të plotë të të gjithë vendit janë të pakrahasueshme qoftë edhe me vendet më të zhvilluara nga ana industriale, gjë e cila tregon mësëmiri kujdesin e veçantë të Partisë dhe të qeverisë për ngritjen e mirëqënies të mbarë masave punonjëse të vendit tonë. Sistemi unik elektrik, me linjat e tensionit të lartë shtrihet në të gjitha skajet e atdheut. Me ndertimin e hidrocentraleve të fuqishme mbi lumin Drin dhe me zhvillimin e elektrometalurgjisë në vendin tonë së shpejti do të ndertohet sistemi elektrik 220 kV. Problemet e izolacionit elektrik të tensionit të lartë përfshijnë një sektor të rëndësishëm si në sistemin e përgjithshëm elektrik ashtu edhe në sektorë të tjerë të industrisë. Rëndësi të veçantë merr teknika e tensioneve të larta edhe nga fakti se vendi ynë ndikohet mjaft nga shkarkimet atmosferike, të cilat mund të bëhen burim i lindjes së mbitensioneve që rezikojnë izolacionin e pajisjeve elektrike të tensionit të lartë.

Qëllimi kryesor i këtij botimi është të pajisë studentët e USHT (fakulteti inxhinierisë, dega elektrike) me një material të përshtatshëm sipas programit mësimor ekzistues. Në lëmin e tensioneve të larta, ekziston një literaturë e gjerë për probleme të ndryshme speciale. Gjithashtu ekzistojnë mjaft tekste mësimore të cilët në disa raste janë shumë të gjera për shkolla specializimi, kurse në raste të tjera nuk puthiten me programin e USHT si në

çështje që trajtohen ashtu edhe në vëllim.

Lënda është ndarë në tri pjesë :

në pjesën e parë trajtoheh probleme fizike dhe elektrike që ndodhin në izolacionin elektrik duke e ndarë në dielektrikë të ngurtë, të lëngët dhe të gaztë :

në pjesën e dytë trajtohen problemet e ndërtimit të izolacionit, të pajisjeve kryesore elektrike të tensionit të lartë, si ai i izolatorëve, transformatorëve, maqinave rrotulluese dhe kablove të fuqisë me tension të lartë;

pjesa e tretë përmban mbitensionet e jashtme dhe të brendshme që mund të lindin në pajisjet elektrike të tensionit të lartë gjatë procesit të shfrytëzimit. Gjithashtu trajtohen problemet e mbrojtjes së këtyre pajisjeve nga mbitensionet e ndryshme.

Ky botim përmban vetëm pjesën teorike të lëndës "Tensionet e larta". Për përvehtësimin e saj programi parashikon zhvillimin e një numri punësh laboratorike si dhe të zgjidhjes së një numri ushtrimesh, për të cilat autori është duke i përpunuar.

Autori

Pjesa e parë

Shkarkime elektrike në materialet izoluese dhe fenomenet që ndikojnë në zhvillimin e tyre.

KAPITULLI I

Baza fizike e lëndëve dielektrike (izoluese).

Proceset fizike dhe sidomos ato elektrike që ndodhin në materialet e ndryshme elektrike përqëndrohen në mbulesën elektronike të atomeve. Ne do të mbështetemi në përfytyrimin e sotëm të atomeve të dhëna nga teoria e kuanteve dhe e vërtetuar nga një numër shumë i madh faktesh.

Sipas teorisë së kuanteve elektroni në një atom nuk mund të zotërojë energji të çfarëdoshme, por vlera të caktuara diskrete. P.sh. energjia e plotë (energjia potenciale elektrike dhe energjia kinetike) e elektronit në atomin e hidrogjenit mund të marrë vlerat vetëm sipas formulës :

$$W_n = -\frac{m e^4}{8 \varepsilon_0^2 h^2 n^2}, \qquad (1-1)$$

ku: m është masa e elektronit në qetësi ($9,107.10^{-31}$ kg.);
e është ngarkesa e elektronit ($1,6.10^{-19}$ kulomb);
h është konstantja e Plankut ($6,624.10^{-34}$ J.sk.);
ε_0 është konstantja dielektrike e vakuumit ($8,854.10^{-12}$ F/m);
n është numër i çfardoshëm i plotë;
W_n jepet në J(1eV = $1,6.10^{-19}$ J = $1,6.10^{-12}$ erg).

Formula (1-1) tregon se energjia e elektronit bëhet zero kur n zmadhohet pafundësisht, që do të thotë se rrezja

e vendosjes së elektronit nga bërthama e hidrogjenit të të pafundësisht e madhe. Shenja negative tregon se energjia e elektronit në atom është negative, d.m.th. se për ta larguar atë duhet ti jepet atomit një energji nga jashtë. Gjithashtu formula (1-1) tregon se elektroni mund të qëndrojë në nivele energjetike të caktuara, që përcaktohen nga vlerat e n=1,2,3 etj. Nivelet e ndërmjetshme energjetike për elektronin janë të ndaluara.

Në figurën 1-1 jepen diagramet energjetike të niveleve të orbitave rrethorë të atomit të hidrogjenit, të ndërtuara me ndihmën e formulës (1-1). Energjia e elektronit është vendosur në boshtin vertikal. Vijat horizontale përfaqësojnë nivelet e lejuara energjetike për vlera të plota të numurit n.

Për vlera të mëdha të numrit kuantik kryesor n, ndryshimi në energjinë e lejuar midis dy niveleve të njëmbasnjëshme bëhet gjithmonë e më i vogël dhe për $n \longrightarrow \infty$ praktikisht kemi vazhdueshmëri në nivelet energjetike, ose spekter energjie të pandërprerë. Pozicioni normal i elektronit i përket numrit n = 1 dhe në atë nivel ai zotëron energjinë minimale. Gjithashtu në fig. 1-1 tregohen seritë e rrezatimit të energjisë në formë fotonesh.

Çdo atom në tabelën e Mendelejevit ka sistemin o diagramën e vet të niveleve energjetike. Sa më shumë elektrone ka atomi aq më të ndërlikuar e ka edhe diagramën e niveleve energjetike.

Nivelet energjetike të atomit të hidrogjenit, që tregohen në figurën 1-1, presupozojnë orbita rrethore të lëvizjes së elektroneve rreth bërthamës së atomit. Në fakt provohet se për fushën kulombiane (ashtu si edhe në fushën gravitacionale ku forca e tërheqjes ndryshon në përpjestim të zhdrejtë me katrorin e largësisë) janë të mundshme orbitat eliptike dhe orbita rrethore përbën një rast të veçantë.

Numri kuantik "n", i cili quhet numri kuantik kryesor, do të përcaktojë boshtin e madh të orbitës eliptike. Forma e orbitës do të varet nga boshti i vogël i elipsit. Provohet se edhe format e orbitave janë të caktuara, prandaj ekziston një numër kuantik "ℓ" që quhet numër kuantik

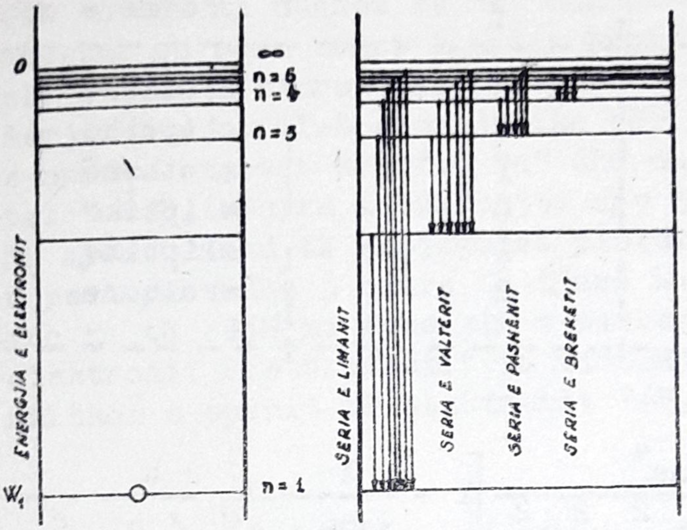


Fig.1-1. Diagramat e niveleve energjetike të lejuara në atomin e hidrogjenit (a) dhe seritë spektrale që iu përkasin kalimeve të elektronit nga një nivel në tjetrin (b).

---

orbital. Vlerat përkatëse që mund të marrin këta dy numra kuantikë janë si vijon :

$$n = 1, 2, 3, \ldots \ldots \ldots n \ldots ;$$
$$\ell = 0, 1, 2, \ldots \ldots \ldots (n-1) \ldots \infty ;$$

Numrat kuantikë dhe karakteri i orbitave, që u përkasin tri vlerave të para të "n" jepen në tabelën 1-1.

Modeli i atomit të hidrogjenit i analizuar deri tashti nuk merr parasysh ndryshimin e masës së elektronit për shkak të shpejtësisë sipas teorisë të relativitetit special. Somerfeldi për herë të parë korigjoi masën e elektronit për shkak të shpejtësisë së lëvizjes në orbitë të elektronit të krahasueshëm me atë të dritës. Energjia e plotë e elektronit ndikohet edhe nga numri kuantik "ℓ", prandaj sipas Somerfeldit vlen formula :

Tabela 1-1.

n	ℓ	Forma e orbitës.
1	0	rrethore
2	0	eliptike
2	1	rrethore
3	0	eliptike
3	1	eliptike
3	2	rrethore

$$W_n = -\frac{me^4}{8\varepsilon_0^2 h^2 n^2}\left[1 + \frac{1}{137n}\left(\frac{n}{\ell+1} - \frac{3}{4}\right)\right] \quad (1\text{-}2)$$

Si rrjedhim i ndryshimit të masës së elektronit orbita eliptike rrotullohet dhe elektroni lëviz sipas një rozete (fig. 1-2).

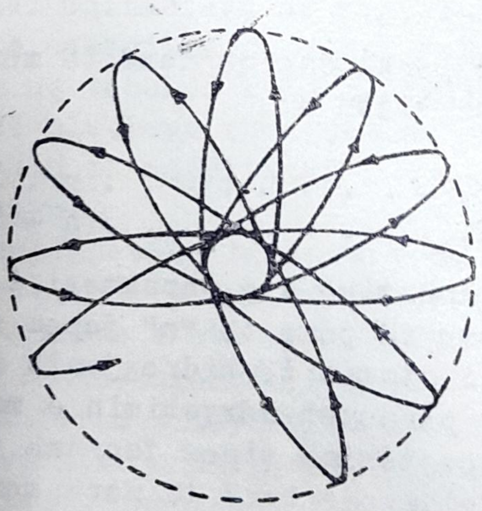


Fig.1-2. Trajektora orbitale (rozeta) e lëvizjes së elektronit duke marrë parasysh korigjimet e relativitetit special.

Diagrami i niveleve energjetike do të ndryshojë, sepse çdo nivel energjetik i përcaktuar me anë të numrit kryesor kuantik "n" do të ndahet në "n" nën nivele sipas vlerave të mundshme që merr numri kuantik orbital "ℓ". Këto nivele për atomin e hidrogjenit tregohen në fig. 1-3.

Por megjithëse nivelet energjetike përcaktohen plotësisht me numrin kryesor kuantik "n" dhe me numrin kuantik orbital "ℓ", mënyra e vendosjes apo gjëndja e elektroneve në atomet mund të shpjegohet plotësisht në qoftë se marrim parasysh edhe 3 numra të tjerë kuantikë. Njeri prej tyre ka të bëjë me momentin e sasisë së lëvizjes të vetë elektronit rreth boshtit të tij. Ky moment përcaktohet me ndihmën e spinit të elektronit "s", sipas formulës :

$$P_s = \frac{h}{2\pi} \sqrt{(s+1)}, \qquad (1-3)$$

ku "s" është një numër kuantik dhe gjithmonë baras me 1/2.

Një numër tjetër kuantik ka të bëjë me ndikimin e fushës magnetike të jashtme në fushën magnetike apo në momentin magnetik orbital të elektronit. Eksperienca tregon se plani i orbitës të elektronit kundrejt drejtimit të fushës së jashtme magnetike nuk mund të zerë çfarëdo pozicioni.

Me fjalë të tjera, kuantimi shtrihet edhe në përmasën e tretë të hapësirës. Sipas teorisë së kuanteve vlerat e momentit magnetik orbital të elektronit, në drejtim të fushës magnetike të jashtme, janë të kuantuara dhe mund të gjënden me ndihmën e numrit kuantik orbital magnetik m_e, numër i cili varet nga "ℓ" sipas mënyrës :

$$m_\ell = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots\ldots, \pm \ell$$

Drejtimet e momenteve magnetike orbitale të mundshme tregohen në fig. 1-4.

Së fundi kemi edhe numrin kuantik m_s, i cili ka të bëjë me spinin e elektronit. Elektroni duke u rrotulluar rreth boshtit të vet formon një moment magnetik m_s, që mund të marrë vetëm dy vlera :

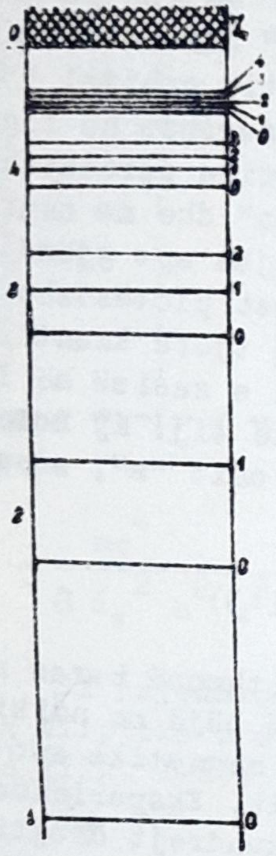


Fig.1-3.Nivelet energjetike të atomit të hidrogjenit për vlera të ndryshme të "n" dhe "ℓ".

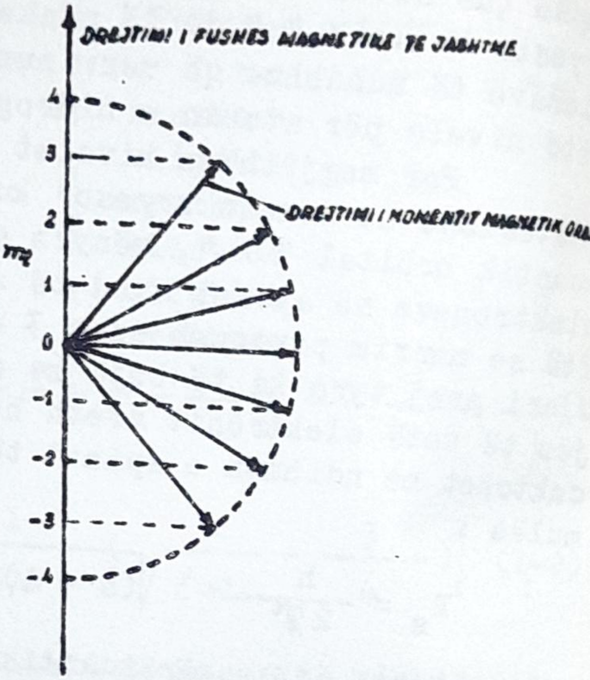


Fig.1-4. Vlerat m_ℓ që iu pë kasin orientimeve të ndryshm të mundëshme të vektorit të momentit magnetik orbital në hapësirë.

$$n_s = \pm 1/2$$

Kjo ndodh sepse vektori i momentit magnetik të spi nit mund të jetë ose paralele ose antiparalel me drejtimin e fushës magnetike të jashtme (fig. 1-5).

Në këtë mënyrë gjëndja e elektroneve në atomet mund të përcaktohet me ndihmën e pesë numrave kuantikë. Meqë spini i elektroneve është gjithmonë $s = \frac{1}{2}$, gjëndja e një elektroni në të njëjtin atom përcaktohet duke marrë

parasysh serinë e katër numrave kuantikë n, ℓ, m_ℓ dhe m_s.

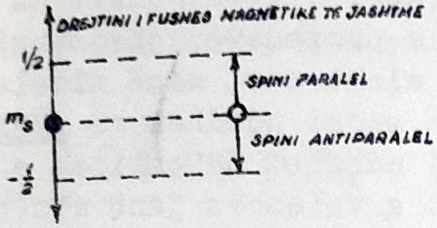


Fig.1-5.Vlerat e m_s, që iu përkasin orientimeve të ndryshme të spinit s të elektronit.

Në tabelën 1-2 jepen mundësitë e njëkohshmërisë së veprimit të katër numrave kuantikë të përmendur.

Kur atomi është në gjëndje normale, elektronet e tij zenë nivelet energjetike më të ulëta, të lira. Prandaj në radhë të parë mbulesat elektronike të brendshme sipas nëngrupeve (ka disa përjashtime në disa atome, ku mbeten disa nivele të zbrazta). Duke u mbështetur në cilësitë e tabelës 1-2, mund të ndërtohet tabela e sistemit periodik të elementëve të Mendelejevit, ku Z, është numri atomik i elementit (tabela 1-3).

1-1. Valenca, zgjimi dhe jonizimi i atomeve.

Në kondita të zakonshme numri i elektroneve në atom është i barabartë me numrin e protoneve, dhe atomi në tërësi është neutral. Në rast se elektronet zënë nivelet më të ulëta energjetike thuhet se atomi ndodhet në gjëndje të zakonshme. Elektronet që ndodhen në orbitat e jashtme quhen valentë. Elektronet e valencës janë ato që mund të shkëputen më lehtë prej atomit, duke formuar përcjellshmërinë elektrike në materialet e ndryshme.

Në qoftë se njëri prej elektroneve në atom zhvendoset, me ndihmën e një burimi të jashtëm energjetik, në një orbitë më të largët kundrejt orbitës të zakonshme, thuhet se atomi zgjohet. Natyrisht më lehtë mund të zgjohet atomi nëpërmjet elektroneve të valencës, për arësye se nivelet që ndodhen sa do afër më sipër, janë gjithmonë të lira. Nga ana tjetër, largësitë (ose ndryshimi i energjisë) në këto nivele janë më të vogla se sa për elektronet që ndodhen në thellë në atom. Për të zgjuar një elektron të brendshëm është e nevojshme të paktën të ngrihet deri në nivelet e valencës (në qoftë se atje ka vënd të lirë). Harxhimi i energjisë ndërkaq është shumë më i madh se për rastin e zgjimit të elektroneve të valencës.

Elektroni në gjëndjen e zgjuar mund të qëndrojë vetëm një kohë shumë të shkurtër. Kthimi i elektronit në gjëndjen e zakonshme shoqërohet me lëshimin e një fotoni me energji të barabartë me atë të ndryshimit të niveleve përkatëse energjetike, p.sh. për hidrogjenin (shih fig. 1-1).

Në rast se elektroni në atom fiton energji mjaft të madhe sa për të mbrijtur në nivelin me energji zero, atëhere ai praktikisht është i lirë dhe mund të largohet prej atomit. Thuhet se atomi u jonizua.

Atomi në këto kondita, në tërësi, mbetet i ngarkuar pozitivisht dhe formon një jon pozitiv. Joni në këto kondita quhet i ngarkuar njëherë sepse ngarkesa e tij është e barabartë me atë të protonit. Mund të lindin jone të jonizuara në mënyrë të dyfishtë të trefishtë e kështu me radhë.

Tabela 1-2

328

23

n	l	m_l	m_s	Numri i elektroneve në nën grup.	Numri i elektroneve në mbulesën elektronike.
1	0	0	+ 1/2	2	2
1	0	0	- 1/2		
2	0	0	+ 1/2	2	8
2	0	0	- 1/2		
2	1	0	+ 1/2	6	
2	1	0	- 1/2		
2	1	+1	+ 1/2		
2	1	+1	- 1/2		
2	1	-1	+ 1/2		
2	1	-1	- 1/2		
3	0	0	+ 1/2	2	18
3	0	0	+ 1/2		
3	1	0	+ 1/2	6	
3	1	0	- 1/2		
3	1	+1	+ 1/2		
3	1	+1	-1/2		
3	1	-1	+ 1/2		
3	1	-1	- 1/2		
3	2	0	+ 1/2	10	
3	2	0	- 1/2		
3	2	+1	+ 1/2		
3	2	+1	- 1/2		
3	2	+1	+ 1/2		
3	2	-1	- 1/2		
3	2	+2	+ 1/2		
3	2	+2	+ 1/2		
3	2	-2	- 1/2		
3	2	-2	- 1/2		

n		1	2		3			4			
l		0	0	1	0	1	2	0	1	2	3
Z.	Elementi										
1	H	1									
2	H_l	2									
3	Li	2	1								
4	Be	2	2								
5	B	2	2	1							
6	C	2	2	2							
7	N	2	2	3							
8	O	2	2	4							
9	F	2	2	5							
10	Ne	2	2	6	6						
11	Na				1						
12	Mg				2						
13	AL				2	1					
14	Si 10 elektrone				2	2					
15	P				2	3					
16	S				2	4					
17	Cl				2	5					
18	Ar				2	6					
19	K							1			
20	Ca							2			
21	Sc						1	2			
22	Ti						2	2			
23	V						3	2			
24	Cn 18 elektrone						5	1			
25	Mn						6	2			
26	Fe						7	2			
27	Co							8	2		
28	Ni							10	1		
29	Cu										
30	Zn							10	2		
31	Ga							10	2	1	
32	Ge							10	2	2	
33	As							10	2	3	
34	Se							10	2	4	
35	Br							10	2	5	
36	Kr							10	2	6	

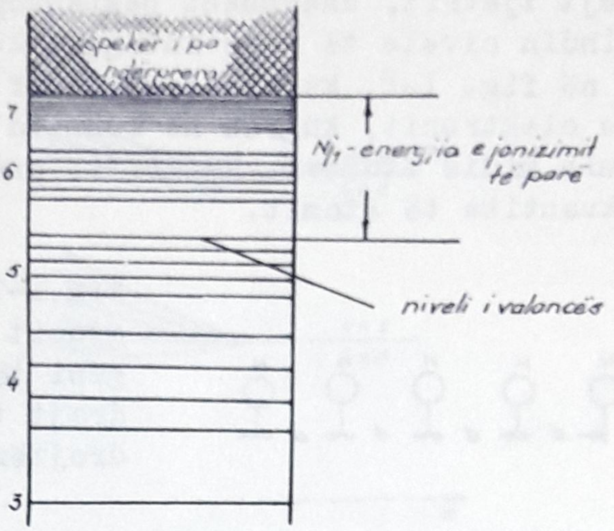


Fig.1-6 Energjia minimale e nevojshme për jonizimin e atomit.

Energjia minimale e jonizimit të atomit është kur largohet prej tij një elektron i valencës (fig.1-6). Kjo energji minimale varet nga lloji i atomit dhe quhet energji e jonizimit të parë W_{i1}.

Rrugët e jonizimit të atomeve, që ndodhin më shpesh gjatë proceseve të shkarkimeve elektrike, do t'i analizojmë në mënyrë më të hollësishme në paragrafet që vijojnë.

12. Zbërthimi i niveleve energjetike.

Deri tashti ne kemi parë skemat e niveleve energjetike të atomeve të vetmuara. Kur kemi një sistem atomesh, që ndodhen afër njeri tjetrit dhe bashkëveprojnë midis tyre gjendja ndryshon shumë. Shkalla e bashkëveprimit natyrisht zmadhohet me zvogëlimin e largësisë midis tyre.

Për të vënë në dukje fenomenet kryesore të ndarjeve të niveleve energjetike, do të marrim në shqyrtim një rast hipotetik. Në fig. 1-7 tregohen një radhë atomesh të hidrogjenit të vendosura në një drejtëz, në të njëjtën largësi ndërmjet tyre. Kur atomet afrohen njeri

kundrejt tjetrit, zmadhohet bashkëveprimi i elektroneve dhe lindin nivele të reja energjetike, ashtu sikurse tregohet në fig. 1-8, ku në boshtin vertikal tregohet energjia e elektronit, kurse në boshtin horizontal tregohet largësia midis atomeve. Në grafik paraqiten dy gjëndjet para kuantike të atomit.

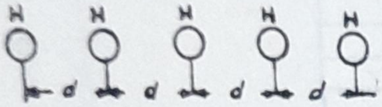


Fig.1-7.Pesë atome të hidrogjenit të vendosura në largësi të barabartë njeri kundrejt tjetrit gjatë një drejtëze.

Sikurse shihet prej grafikut të fig. 1-7, për largësi mjaft të mëdha midis atomeve diagrami i niveleve energjetike është për seicilin atom njëlloj sikurse ai të ishte i vetmuar. Kur largësia midis atomeve zvogëlohet, fillon bashkëveprimi i elektroneve dhe për secilën gjëndje kuantike lindin 5 (varet nga numri i atomeve) nivele energjetike të reja.

Nga ky arësyetim mund të nxjerrim përfundimin, që në rastin e gazeve ku kemi një numër shumë të madh atomesh afër njeri tjetrit do të lindin një mori nivelesh energjetike, numri i të cilave do të varet nga presioni dhe nga temperatura. Në trupat e lëngët largësia ndërmjet atomeve është më e vogël se në gazet, kurse në trupat e ngurtë është më e vogël se në ata të lëngët. Kuptohet që në trupat e ngurtë do të ketë një zbërthim më të dendur të niveleve energjitike, të cilat nga ana tjetër do të varen edhe nga temperatura.

Në atomet e ndërlikuara që kanë numër të madh elektronesh largësia e elektroneve të valencës kundrejt bërthamës është e madhe, prandaj bashkëveprimi midis elektroneve fillon më parë se për atomet e hidrogjenit. Kjo tregon se zbërthimi më intensiv i niveleve energjetike bëhet në ato të valencës.

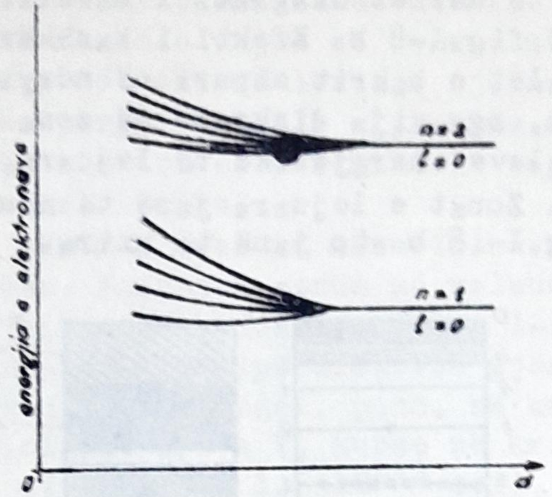


Fig.1-7. Ndikimi i bashkëveprimit të atomeve në nivelet energjetike.

1-3. Diagramet e niveleve energjetike të materialeve të ndryshme.

Cilësitë fizike të materialeve të ndryshme dhe si rrjedhim edhe ato elektrike varen shumë nga diagramet e niveleve energjetike të tyre. Por sidomos rëndësi të madhe kanë nivelet energjetike të valencës. Siç dihet, nga pikëpamja elektrike, materialet, në kondita të zakonshme, ndahen në përcjellës, gjysmëpërcjellës dhe në izolues (dielektrikë). Le të marrim si shëmbull diagramën e niveleve energjetike të atomit të vetmuar të bakrit, i cili është një nga materialet përcjellëse elektrike më të rëndësishme në zbatimet praktike (fig. 1-8a). Nivelet e lejuara përfaqësohen atje me vija horizontale, ku zonat ndërmjet tyre përfaqësojnë vlera të ndaluara të energjisë për elektronet. Elektronet përfaqësohen me rrathë të vegjël. Pra brenda kufijve të atomit nivelet energjitike të lejuara formojnë një <u>bashkësi diskrete</u>. Përjashta kufijve të atomit, janë të lejueshme të gjitha nivelet energjetike, duke formuar kështu një <u>bashkësi të vazhdueshme</u>.

15 Në qoftë se marrim në shqyrtim një numër të madh atomesh të bakrit, të bashkuara në një trup të ngurtë

kristalin, do të merret diagrami i niveleve energjetike, që tregohet në fig.1-8 b. Efekti i bashkëveprimit të atomeve në kristalet e bakrit shpuri në ndryshimin e niveleve energjetike, nga vija diskrete në zona pothuaj me vijueshmëri të niveleve energjetike të lejuara, në kufijtë e seicilës zonë. Zonat e lejuara janë të mbushura me elektrone, dhe në fig.1- 8 b ato janë të nxira.

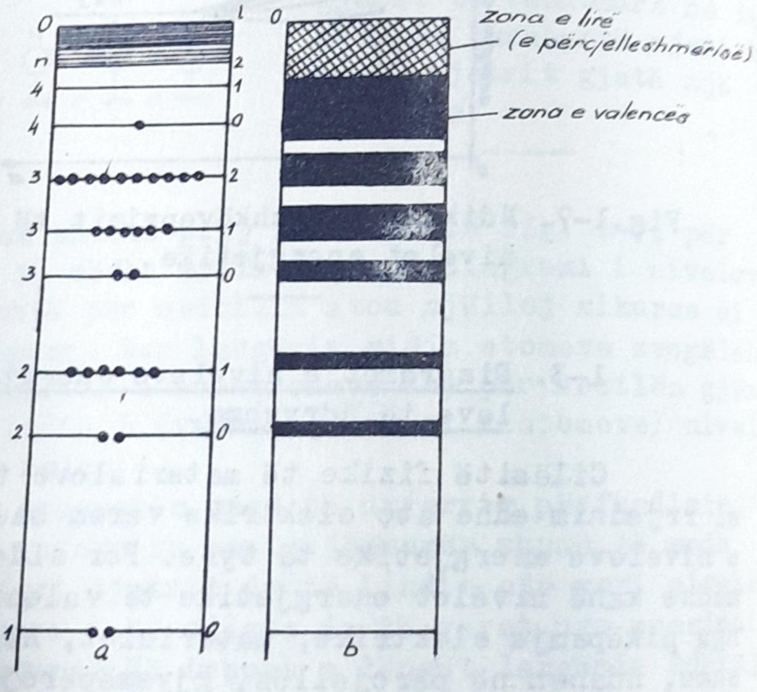


Fig.1-8. Diagramet e niveleve energjetike:
a) në atomin e bakrit; b) në kristalet e bakrit (metal, material përçues.

Zonat e lira në diagramë tregohen me rrjetë, kurse zonat e ndaluara mbeten të bardha. Shkaku i krijimit të zonave të lejuara shpjegohet me faktin e bashkëveprimit të një numri jashtëzakonisht të madh atomesh.

Sikurse shihet në fig.1-8b, zgjerim më të madh fiton zona e valencës si edhe nivelet energjetik më të larta.

Në metalet zona e valencës bashkohet, ose pjesë-

risht përzihet me zonën e lirë të atomeve. Kjo u jep metaleve një përcjellshmëri të madhe elektrike. Mjafton një energji e jashtme shumë e vogël që vepron mbi këta trupa, që të shkëputë dhe të verë në lëvizje një numër të madh elektronesh. Një energji e tillë e jashtme mund të jetë energjia e fushës elektrike, praktikisht veprimi i intensitetit të fushës elektrike.

Ndryshe qëndron puna me materialet gjysmëpërçje-llëse dhe izoluese. Ndërmjet zonës së valencës dhe asaj të lirë qëndron një zonë e ndaluar (fig. 1-9).

Në materialet gjysmëpërciellëse gjërësia e zonës së ndaluar është mjaft, e vogël, p.sh. në kristalet e pastërta të siliciumit 1,1 e V, kurse në kristalet e germanit vetëm 0,7 eV (1 e V = $1,6.10^{-12}$ erg).

Në materialet izoluese gjërësia e zonës së ndaluar është mjaft e madhe, disa elektrovolt.

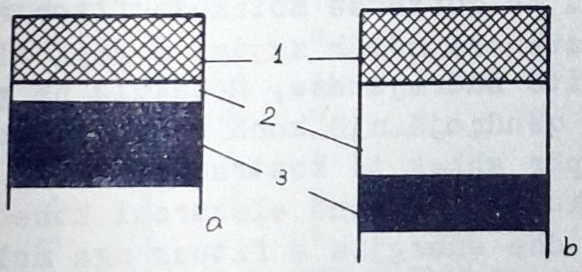


Fig.1-9. Diagramet e zonave energjetike;
a) për materialet gjysmëpërçuese;
b) izoluesas 1-zona e përciellshmërisë;
2-zona e ndaluar; dhe 3-zona e valencës.

Për shkak të zmadhimit të temperaturës mbi atë zero absolute, zonat e ndaluara ngushtohen. Një numër elektronesh gjithmonë e më i madh që rastësisht fitojnë energji më të madhe se ajo e ndaluar e zvogëluar kërcejnë në zonën e lirë, dhe si rrjedhim materiali fiton një farë përcjellshmërie elektrike. Natyrisht kalimi i elektroneve

në zonën e lirë është më i madh në gjysmëpërcjellësit, sepse zona e ndaluar është më e ngushtë dhe një numër më i madh elektronesh mund të kalojnë barierën e ndaluar. Përcjellëshmëria elektrike në këto materiale zmadhohet edhe nga papastërtitë. Diagramet e niveleve energjetike të valencës së tyre mund të bien në zonën e ndaluar dhe mund të kontribuojnë për zmadhimin e përcjellshmërisë elektrike.

1-4.- Jonizimi i gazeve.

Që të jonizohet një molekulë neutrale, duke larguar prej saj një elektron, nevoitet të harxhohet një punë e caktuar, e cila quhet energji e jonizimit W_{j1}. Në qoftë se largohet edhe një elektron i dytë duhet të harxhohet një punë më e madhe gjithashtu e caktuar W_{j2}. Energjia e parë e jonizimit mund të përcaktohet edhe prej potencialit të parë të jonizimit U_{j1}, e matur në volt. Në këtë mënyrë, për një molekulë ekziston potenciali i parë i jonizimit U_{j2} dytë, e kështu me radhë. Numri i shkallëve të jonizimit varet nga numri i elektroneve që përmban molekula e gazit përkatës. Në qoftë se molekula fiton energji më të vogël se W_j, atëhere ndodh zgjimi i saj. Elektroni kërcen në një orbitë ndërmjetëse, Molekula në gjëndjen e zgjuar mund të qëndrojë një kohë shumë të shkurtër të rendit 10^{-8} sek. për shkak të kontradiktave të brendshëm në sistemin e molekulës. Më vonë elektroni kthehet në orbitën normale të vet dhe energjia e fituar nga molekula gjatë procesit të zgjimit transformohet në energji elektromagnetike. Disa molekula të elementeve kimike të ndryshme zotërojnë një numër nivelesh energjitike gjysmë të qëndrueshëm, ku elektroni në to mund të qëndrojë një kohë shumë më të gjatë, të rendit 10^{-2} sek.

Në tabelën 1-4 jepen potencialet e jonizimit të parë e të dytë të disa gazeve.

Elektronet që lindin gjatë procesit të jonizimit një gaz, mund të lëvizin të lirë, ose të bashkohen me molekulat neutrale të gazit, duke formuar jone negative.

Mundësia e formimit e joneve negative varet nga lloji i gazit. Disa gaze si oksigjeni, klori, flori, etj. kanë aftësi të madhe për të thithur elektrone të lira. Të

Tabela 1-4

Gazi ose avulli	H	H_2	N	N_2	O	O_2	H_e	C_s	CO_2
Potenciali i parë i jonizimit, V.	13.6	15.4	14.5	15.5	13.6	12.2	24.6	3.88	13.7
Potenciali i dytë i jonizimit, V.	-	-	29.6	-	35.2	-	54.1	23.4	-

tilla gaze quhen elektro-negative. Në qoftë se një jon pozitiv përplaset me një elektron të lirë ose me jon negativ ka mundësi të ndodhë ribashkimi (rikombinimi) si rrjedhim i të cilit formohet thërmia neutrale. Gjatë ribashkimit energjia e harxhuar për jonizimin çlirohet në formën e energjisë rrezatuese me një gjatësi vale të caktuar. Frekuenca e rrezatimit ν, në rastin e përgjithshëm përcaktohet prej formulës :

$$h\nu = W_j + \Delta W_k, \qquad (1-4)$$

ku ΔW_k përfaqëson sasinë e energjisë kinetike që humbasin thërmiat gjatë proçesit të ribashkimit.

Në këtë mënyrë; proceset e jonizimit në gazet shoqërohen gjithmonë me lirimin e një numri të madh fotonesh, që kanë energji të ndryshme.

1-5. Llojet e jonizimit.

1. Jonizimi me përplasje. Një thërmijë me masë "m" duke fluturuar me një shpejtësi "v" zotëron energji lëvizëse (kinetike) (1/2) m v^2. Në qoftë se kjo thërmijë përplaset me një molekulë asnjanëse (neutrale), atëhere energjia lëvizëse mund të thithet pjesërisht ose plotësisht prej kësaj të fundit dhe mund të ndodhë jonizimi, në qoftë se përmbushet kështu :

$$\frac{m v^2}{2} \geqslant W_{ji} \qquad (1-5)$$

Në fushën elektrike thërmiat që zotërojnë ngarkesa elektrike mund të fitojnë energji lëvizëse për shkak të forcave elektrike që veprojnë mbi to.

Siç do të vërtetohet, elektronet janë jonizuese më të fuqishëm pasi fitojnë fuqi më të madhe se protonet ose jonet kur ndodhen në të njëjtën fushë elektrike.

Në shumë raste rëndësi të madhe ka i ashtuquajturi jonizim i shkallëzuar, i shkaktuar nga elektronet që zotërojnë energji më të vogël se Wj. Eksperienca ka treguar se mjafton një energji lëvizëse e elektroneve më e vogël se ajo e jonizimit për të jonizuar shumë gaze. P.sh. avujt e zhivës kanë Wj = 10,4 eV, kurse mjafton një ener-

gji W = 4,67 [e V] për jonizimin e avujve të tyre.

Jonizimi i shkallëzuar mund të realizohet nëpërmjet proceseve të mëposhtme :

a) elektroni me energji lëvizëse më të vogël se W_j, gjatë përplasjes, e kthen atomin ose molekulën e goditur në gjëndje të zgjuar. Elektroni i dytë ose i tretë që rastësisht mund të përplaset me molekulën e zgjuar, mund t'i japë kësaj të fundit energjinë e nevojshme për ta jonizuar ;

b) gjatë procesit të përplasjes së elektronit me një molekulë të zgjuar, mund të ndodhë që molekula të kthehet në kondita normale, ndërsa elektroni fluturues mund të fitojë edhe energjinë e zgjimit të molekulës. Elektronit duke iu zmadhuar energjia lëvizëse mbi atë W_j, mund të jonizojë molekulën neutrale me të cilin do të përplaset përsëri;

c) kur përplasen dy molekula të zgjuara njera me tjetrën, njera prej tyre ia jep energjinë e zgjimit tjetrës dhe kjo e fundit mund të jonizohet.

Meqenëse në të gjitha proceset e përmendura nevojitet një farë kohe, jonizimi i shkallëzuar mund të ndodhë vetëm në ato gaze, molekulat e të cilave zotërojnë nivele gjysmë të qëndrueshme.

2. <u>Fotojonizimi</u>. Një burim tjetër për të jonizuar gazet është edhe fotojonizimi, d.m.th. jonizimi i gazit nën veprimin e rrezatimit. Që gazi të jonizohet nga rrezatimi me frekuencë " ν " (gjatësia e valës $\lambda = c/\nu$), ku c është shpejtësia e dritës), duhet të plotësohet kondita :

$$W_j \leq h\nu \quad \text{ose} \quad \lambda \leq \frac{ch}{W_j} \qquad (1-6)$$

P.sh. për të jonizuar avujt e cezit (W_j = 3,88 e V) gjatësia e valës rrezatuese duhet të jetë :

$$\lambda \leq 31,95 \ \mu\text{cm}.$$

Rrezet ultravioletë zotërojnë valë me gjatësi jo më pak se 15.... 25 μ cm., prandaj fotojonizimi me rreze ultravioletë duhej të vrehej në gazet që kanë energji jonizimi

$W_j \leq 6....8$ eV. Por eksperienca tregon se rrezet ultravioletë janë të afta të jonizojnë të gjitha gazet. Kjo shpjegohet në radhë të parë me jonizimin e shkallëzuar. Kur në gaz ndodhen thërmia të huaja (pluhur, mjegull), elektronet mund të lirohen jo vetëm prej molekulave të gazit por edhe prej sipërfaqes së këtyre thërmiave, për të cilat nevoitet një energji më e vogël.

Drita e zakonshme nuk është në gjëndje të jonizojë gazet. Burimet artificiale të rrezeve ultravioletë (llampat me zhivë me xham kuarci etj.) mund të jonizojnë gazet. Burim i fuqishëm fotojonizimi është shkarkimi elektrik në gazet. Kalimi i molekulave të zgjuara dhe e joneve në gjëndje normale nga procesi i ribashkimit shkakton prodhimin e një sasie të madhe fotonesh, pjesa e madhe e të cilave zotërojnë energji të mjaftueshme për të jonizuar gazin. Siç do të shohim më vonë, këto fotone luajnë një rol mjaft të rëndësishëm në procesin e zhvillimit të shkarkimeve elektrike.

3.- <u>Jonizimi termik</u>. Kur temperatura e gazit është e lartë, energjia lëvizëse e molekulave është shumë e madhe, prandaj mund të ndodhin procese jonizimi në kondita që vijojnë :

a) jonizimi gjatë përplasjeve të molekulave njera me tjetrën, të cilat për temperatura të larta lëvizin me shpejtësi shumë të madhe;

b) fotojonizimi i shkaktuar nga rrezatimi termik i gazit të nxehur ;

c) jonizimi gjatë përplasjes së molekulave në elektrone të lindura nga dy proceset e para.

Sipas teorisë kinetike të gazeve molekulat lëvizin me të gjitha shpejtësitë e mundshme. Prandaj teorikisht për çdo temperaturë ekziston një probabilitet jonizimi gjatë përplasjes së molekulave midis tyre. Por ky probabilitet për temperatura të ulta është jashtëzakonisht i vogël, Përshëmbull në të gjithë atmosferën e globit tokësor, në qoftë se ajo do të ndodhej në temperaturë 20^0C, përplasja jonizuese do të ndodhë vetëm njëherë në 10^{825} vjet. Por me rritjen e temperaturës ky probabilitet jonizimi zmadhohet në mënyrë të theksuar, si p.sh. në

$W_j \leq 6....8$ eV. Por eksperienca tregon se rrezet ultravioletë janë të afta të jonizojnë të gjitha gazet. Kjo shpjegohet në radhë të parë me jonizimin e shkallëzuar. Kur në gaz ndodhen thërmia të huaja (pluhur, mjegull), elektronet mund të lirohen jo vetëm prej molekulave të gazit por edhe prej sipërfaqes së këtyre thërmiave, për të cilat nevoitet një energji më e vogël.

Drita e zakonshme nuk është në gjëndje të jonizojë gazet. Burimet artificiale të rrezeve ultravioletë (llampat me zhivë me xham kuarci etj.) mund të jonizojnë gazet. Burim i fuqishëm fotojonizimi është shkarkimi elektrik në gazet. Kalimi i molekulave të zgjuara dhe e joneve në gjëndje normale nga procesi i ribashkimit shkakton prodhimin e një sasie të madhe fotonesh, pjesa e madhe e të cilave zotërojnë energji të mjaftueshme për të jonizuar gazin. Siç do të shohim më vonë, këto fotone luajnë një rol mjaft të rëndësishëm në procesin e zhvillimit të shkarkimeve elektrike.

3.- Jonizimi termik. Kur temperatura e gazit është e lartë, energjia lëvizëse e molekulave është shumë e madhe, prandaj mund të ndodhin procese jonizimi në kondita që vijojnë :

a) jonizimi gjatë përplasjeve të molekulave njera me tjetrën, të cilat për temperatura të larta lëvizin me shpejtësi shumë të madhe;

b) fotojonizimi i shkaktuar nga rrezatimi termik i gazit të nxehur ;

c) jonizimi gjatë përplasjes së molekulave në elektrone të lindura nga dy proceset e para.

Sipas teorisë kinetike të gazeve molekulat lëvizin me të gjitha shpejtësitë e mundshme. Prandaj teorikisht për çdo temperaturë ekziston një probabilitet jonizimi gjatë përplasjes së molekulave midis tyre. Por ky probabilitet për temperatura të ulta është jashtëzakonisht i vogël, Përshëmbull në të gjithë atmosferën e globit tokësor, në qoftë se ajo do të ndodhej në temperaturë $20^{0}C$, përplasja jonizuese do të ndodhë vetëm njëherë në 10^{825} vjet. Por me rritjen e temperaturës ky probabilitet jonizimi zmadhohet në mënyrë të theksuar, si p.sh. në

avujt e cezit me temperaturë 10000°K; në çdo 2000 molekula, një është në gjëndje të jonizojë.

Fenomene të ngjashme ndodhin edhe me rrezatimin termik të gazit, i cili lëshon fotone me të gjitha gjatësitë e mundshme të valëve. Për temperatura të ulta, probabiliteti i jonizimit me anë të rrezatimit termik është shumë i vogël, por me rritjen e temperaturës spektri i rrezatimit zhvendoset në zonën me valë të shkurta dhe jonizimi ndodh më shpesh.

Njëkohësisht me jonizimin e molekulave të gazit ndodh edhe procesi i kundërt, d.m.th. ai i ribashkimit të joneve. Intensiteti i jonizimit përcaktohet vetëm nga temperatura e gazit, kurse ribashkimi i joneve bëhet aq më i shpeshtë sa më i madh është numri i joneve në njësinë e vëllimit të gazit. Prandaj për çdo temperaturë ekziston një gjëndje ekuilibri, në të cilën numri i joneve të reja që lindin me ato që ribashkohen në njësinë e kohës është i barabartë. Shkalla e jonizimit "mj" e një gazi, d.m.th. raporti i numrit të joneve N_j kundrejt numrit të përgjithshëm të molekulave N, në njësinë e vëllimit, për një gjëndje të ekuilibruar mund të llogaritet sipas formulës :

$$p \frac{m^2}{1 - m_j^2} = 2,4 \cdot 10^{-4} T^{2;5} e^{-Wj/kT} \qquad (1-7)$$

ku p është presioni në mm. i kolonës së zhivës;
W_j është energjia e jonizimit të gazit në erg=10^{-7}
k = $1,37.10^{-16}$ erg/°K - konstantja e Bolzmanit; dhe $1,381.10^{-23}$ [J/°K]
T është temperatura absolute e gazit në gradë Kelvin.

Në figurën 1-10 tregohen kurbat e varësisë së shkallës të jonizimit nga temperatura për dy gaze, me energji jonizimi 7,5 dhe 15 eV që praktikisht i përkasin avujve të bakrit dhe ajrit.

4.- <u>Jonizimi në sipërfaqen e trupave të ngurtë.</u>

Deri tashti ngarkesat elektrike në një gaz kanë

lindur nga largimi i elektroneve prej molekulave të gazit, d.m.th. e jonizimit të vet gazit që ndodhet në hapësirën midis elektrodave. Por në gaz mund të çfaqen elektrone që shkëputen prej sipërfaqes së elektrodave, sidomos prej katodës, si dhe thërmiave të varura në gaz. Lirimi i një elektroni nga thellësia e një trupi të ngurtë kërkon gjithashtu harxhimin e një energjie të caktuar që quhet puna e daljes W_d, e cila për trupa të ndryshëm është e ndryshme dhe që varet mjaft nga gjëndja e sipërfaqes.

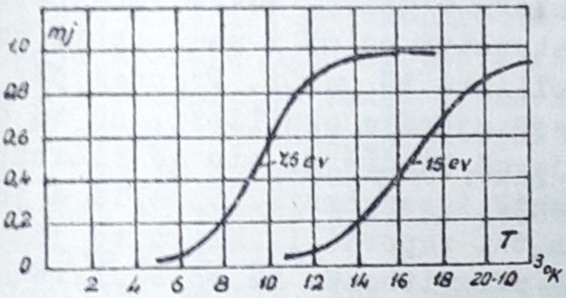


Fig.1-10. Varësia e shkallës së jonizimit nga temperatura për dy gaze me energji jonizimi 7,5 dhe 15 eV. Presioni i barabartë me atë atmosferik.

Në tabelën 1-5 jepen vlera të energjisë së daljes për disa metale të pastërta dhe okside për temperaturën zero absolute. Me zmadhimin e temperaturës energjia e daljes zvogëlohet. Energjia e nevojshme për të nxjerrë elektronin prej metaleve mund të jepet me mënyra të ndryshme :

duke nxehur katodën, shpejtësia e elektroneve zmadhohet. Në qoftë se energjia lëvizëse e ndonjë elektroni zmadhohet përtej kufirit W_d, ai mund të kalojë barierën potenciale dhe të largohet prej katodës, duke fluturuar në brendinë e vëllimit të gazit. Ky proces quhet emision termoelektronik;

duke bombarduar sipërfaqen e metalit me ndonjë lloj thërmie p.sh. me jone pozitive që kanë energji të

mjaftueshme, mund të shkëputen elektrone prej saj;

duke ndriçuar sipërfaqen e metalit me rrezatim me valë të shkurtëra që zotërojnë energji të mjaftueshme (efekti fotoelektronik);

duke vendosur një fushë të fuqishme të jashtme elektrike (emisioni i ftohtë elektronik).

Mënyra e parë e jonizimit sipërfaqësor luan rol të dorës parë në llampat elektronike, në të cilat katoda nxehet me qëllim për të liruar një numër të madh elektronesh. Në konstruksionet izoluese, në stadet fillestare të shkarkimit, ky proces nuk ndodh, por në shkarkimin në formë harku, katoda nxehet në disa mijra gradë dhe emisioni termoelektronik fillon të luajë një rol të rëndësishëm në furnizimin e kanalit të harkut me elektrone të lira.

Emisioni i ftohtë elektronik kërkon vendosjen e një fushe elektrike të jashtme me intensitet të rendit 1000 kV/cm. Në konstruksionet izoluese që përdoren në praktikë, të tilla intensitete ekzistojnë vetëm në raste të veçanta sidomos në vakuum.

Në praktikën e izolacionit të tensionit të lartë, rëndësi më të madhe ka bombardimi i sipërfaqes së metalit me jone, elektrone ose fotone. Por duhet patur parasysh që ekzistenca e fushës elektrike të jashtme ndihmon, sepse zvogëlon në një farë shkalle energjinë e daljes së elektroneve.

Tabela 1-5

Metali	Energjia e daljes eV
Alumini	1.8
Bakri	3.9
Oksid bakrit	5.34
Hekuri	3.9
Argjëndi	3.1
Platini	3.6
Oksidi bariumit	1.0

1 - 6. Lëvizja e thërmijave në gazet.

1.- Gjatësia mesatare e rrugës së lirë e thërmijave në gazet.

Rol të madh për jonizimin e gazeve luan jonizimi me përplasje dhe sidomos ai i përplasjes së elektroneve ose joneve me molekulat e gazit. Fusha elektrike ven në lëvizje ngarkesat elektrike (elektronet, jonet etj).Gjatë lëvizjes së tyre ato përplasen me molekulat neutrale të gazit dhe u japin këtyre të fundit pjesërisht energjinë lëvizëse që kanë fituar nga fusha elektrike, prandaj në shumë raste përplasjesh ndodhin procese jonizimi. Nga ana e tyre elektronet dhe jonet, përshkak të përplasjeve të njëpasnjëshme me molekulat neutrale të gazit, nuk mund të zmadhojnë vazhdimisht shpejtësinë e tyre. Sa më e madhe është rruga e lirë midis dy përplasjeve, aq më e madhe do të jetë shpejtësia e thërmijës në çastin e përplasjes. Si rrjedhim në proçesin e jonizimit rol të madh do të luajë jo vetëm madhësia e fushës elektrike, por edhe gjatësia mesatare e rrugës së lirë.

Për të llogaritur gjatësinë mesatare të rrugës së lirë, supozojmë se si molekulat e gazit ashtu edhe thërmiat që lëvizin në të kanë formë me rreze respektive r_1 dhe r_2. Gjithashtu supozojmë se lëvizja e thërmijës bëhet sipas një vije të drejtë. Duke shënuar me v shpejtësinë e fluturimit të thërmijës, rruga që do të ecë kjo gjatë një sekonde do të jetë $\ell = v.t = v$. Le të formojmë një cilindër me bosht rrugën e lëvizjes së qëndrës së thërmijës (fig.1-11) me reze $r_1 + r_2$

Seksioni S i cilindrit me rreze $r_1 + r_2$ formon seksionin efektiv të thërmijës në gaz. Të gjitha molekulat e gazit që do të kenë qëndrat e tyre brenda cilindrit me seksion S, do të përplasen me thërmijën fluturuese. Në këtë mënyrë numri i përplasjeve që do të pësojë thërmija gjatë një sekonde do të jetë i barabartë me numrin e molekulave që ndodhen në cilindër. Duke shënuar me N numrin e molekulave të gazit që ndodhen në 1 cm^3 mund të llogaritet numri i përplasjeve të kërkuara sipas shprehjes :

$$Z = S \cdot \ell \cdot N = \pi (r_1 + r_2)^2 \cdot v \cdot N$$

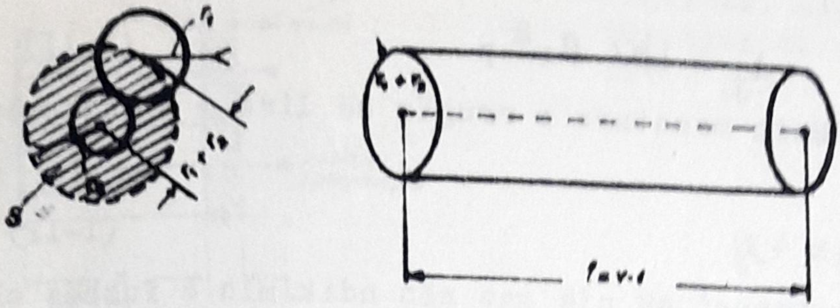


Fig.1-11. Seksioni efektiv i thërmiave në një gaz.

Largësia midis dy përplasjeve të njëmbasnjëshme ndryshon dhe është një fenomen i rastit. Gjatësia e rrugës së lirë që kërkojmë të llogarisim është një gjatësi mesatare, prandaj ajo mund të gjendet duke pjestuar rrugën $l=v$ me numrin e përplasjeve që ka pësuar thërmia gjatë po kësaj rruge :

$$= v/Z = 1/\pi \ (r_1 + r_2)^2 \ N \qquad (1\text{-}8)$$

Nga teoria kinetike e gazeve dihet se

$$N = p/kT$$

ku : p është presioni i gazit;
T është temperatura e gazit;
k është konstantja e Bolzmanit.

Duke zëvendësuar në shprehjen (1-8) do të marrim :

$$\lambda = kT/\pi \ (r_1 + r_2)^2 \ p \qquad (1\text{-}9)$$

Kur thërmiat janë elektrone, rrezja e tyre r_2 në krahasim me atë të molekulave të gazit $r_1 = r$ mund të mos merret parasysh, prandaj rruga mesatare e lirë e elektroneve në një gaz do të llogaritet sipas formulës :

$$\lambda_e = kT/\pi \ r2p \qquad (1\text{-}10)$$

Për rastin e joneve mund të pranohet $r_2 \cong r_1 = r$, Si rrjedhim :

$$\lambda_j = kT/\pi r^2 p \qquad (1\text{-}11)$$

Kështu gjatësia mesatare e rrugës së lirë e elektroneve është :

$$\lambda_e = 4\lambda_j \qquad (1\text{-}12)$$

prandaj elektronet në një gaz nën ndikimin e fushës elektrike, midis dy përplasjeve të njëmbasnjëshme do të fitojnë 4 herë më shumë energji lëvizëse se sa jonet. Në tabelën 1-6 jepet gjatësia mesatare e rrugës së lirë e elektroneve në gaze të ndryshme për prezionin 1mm. të kolonës së zhivës dhe temperaturën e gazit $25^{0}C$.

Tabela 1-6

Formulat e gjetura për λ , japin përfundime që përputhen me eksperimentet, megjithëse në fakt thërmiat nuk përfaqësojnë sfera. Në fakt bashkëveprimi kryhet nëpërmjet fushave elektromagnetike të tyre. Gjithashtu duhet të vemë edhe njëherë në dukje se λ ka karakter mesatar. Ajo nuk mund të vlejë për çdo interval midis dy përplasjeve, ose për çdo thërmijë fluturuese kur kemi një numër të madh thërmiash që fluturojnë njëkohësisht në një gaz. Në këtë mënyrë thërmiat nuk kanë një rrugë të lirë, por një spektër të tërë, veçse rruga mesatare është pikërisht ajo e përcaktuar më sipër.

Për studimin e proçeseve të shkarkimeve elektrike në gazet, rëndësi ka probabiliteti që një thërmijë të ecë një rrugë të caktuar, p.sh. "x" pa u përplasur. Për të llogaritur këtë probabilitet p (x) do të arësyetojmë si vijon :

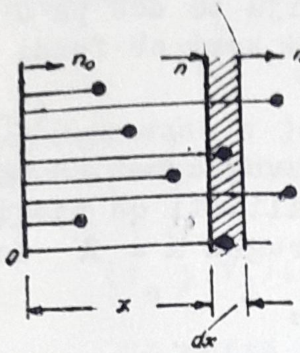


Fig.1-12. Skema e llogaritjes të probabilitetit p(x).

Supozojmë që njëkohësisht nisen nga i njejti pozicion n_o thërmia (fig. 1-12) Secila prej tyre do të përplaset diku. Disa përplasen para se të mbrrijnë rrugën x, të tjera, pasi e kalojnë atë. Do të ndodhë që edhe një sasi thërmiash do të përplasen pikërisht në intervalin dx. Le të shënojmë me n numrin e thërmiave që vijnë deri në largësinë x pa u përplasur, në largësinë x+ dx, ky numur do të jetë n + dn. Është e qartë se numri i thërmijave që shpëtojnë pa u përplasur do të zvogëlohet vazhdimisht me rritjen e largësisë x, pra dhe dn do të jetë negative.

Sasia e thërmiave që do të përplasen në rrugën elementare dx do të jetë në përpjestim të drejtë me dx dhe me numrin n, kurse në përpjestim të zhdrejtë me gjatësinë mesatare të rrugës së lirë λ_ℓ, sepse sa më e madhe është λ_ℓ, aq më i vogël do të jetë numri i thërmiave dn që do të përplasen në intervalin dx. Pra mund të shkurtohet ekuacioni diferencial :

$$dn = - n.\, dx/\lambda_e ,$$

ose

$$\int_{n_o}^{n} \frac{dn}{n} = - \frac{1}{\lambda_e} \int_0^x dx,$$

ose

$$n/n_o = e^{-x/\lambda_e} \qquad (1-13)$$

Raporti n/n_o i cili jep pjesën e thërmiave që

ecin pa u përplasur deri në largësinë x, përfaqëson, gjithashtu, probabilitetin që një thërmijë të ecë pa u përplasur deri në largësinë x, pra do të kemi së fundi :

$$p(x) = e^{-x/\lambda_e} \qquad (1\text{-}14)$$

Siç shihet, ky probabilitet zvogëlohet në mënyrë eksponenciale me largësinë x. Probabiliteti që një thërmijë të ecë pa u përplasur deri në rrugën $x = \lambda$ është:

$$P(\lambda_e) = e^{-1} = 0{,}3679,$$

d.m.th. vetëm rreth 37% e thërmiave mund të kalojë rrugë pa u përplasur.

1-7. Lëvizshmëria, difuzioni dhe ribashkimi i joneve dhe i elektroneve.

1. Lëvizshmëria e joneve dhe e elektroneve. Thërmiat e ngarkuara në një fushë elektrike të njëtrajtshme kryejnë një lëvizje të nxituar të njëtrajtshme. Nxitimi tyre a është në përpjestim të drejtë me ngarkesën elektrike q, me intensitetin e fushës elektrike E dhe në përpjestim të zhdrejtë me masën e tyre m :

$$a = \frac{q \cdot E}{m} \qquad (1\text{-}15)$$

Në boshllëk shpejtësia e thërmiave zmadhohet pambarimisht me kohën :

$$v = at \qquad (1\text{-}16)$$

Përkundrazi, kur lëvizja kryhet në një gaz, për shkak të përplasjeve me molekulat e gazit, shpejtësia e thërmiave kufizohet në një vlerë mesatare të qëndrueshme. Përveç shpejtësisë që fitojnë nga fusha elektrike, thërmiat zotërojnë shpejtësi të shkaktuar edhe nga temperatura e gazit.

Për një temperaturë të caktuar të gazit, thërmiat kanë mesatarisht të njëjtën energji lëvizëse:

$$\frac{1}{2} m v_j^2 = \frac{1}{2} m_e v_e^2 = \frac{3}{2} kT, \qquad (1\text{-}17)$$

Prej këtej rrjedh se shpejtësia e elektroneve, kundrejt shpejtësisë së joneve, mund të llogaritet sipas formulës:

$$v_e = v_j \sqrt{m_j/m_e} \qquad (1\text{-}18)$$

Meqënëse masa e joneve është shumë më e madhe sa e elektroneve, shpejtësia e këtyre të fundit do të jetë më e madhe :

$$(v_e > v_j), \text{ p.sh. në ajër } v_e = 235\, v_j.$$

Në qoftë se në një gaz të jonizuar vepron njëkohësisht edhe fusha elektrike, elektronet, duke patur gjatësi mesatare të rrugës së lirë më të madhe se jonet dhe masë më të vogël, fitojnë energji lëvizëse plotësuese më të madhe në njësinë e kohës. Si energji lëvizëse plotësuese më të madhe në njësinë e kohës. Si rrjedhim temperatura e elektroneve është më e madhe se e joneve dhe e molekulave të gazit.

Molekulat e gazit kryejnë një lëvizje të çrregullt. Lëvizje të tillë kryejnë edhe jonet dhe elektronet kur mungon fusha elektrike. Në rast të kundërt, thërmiat e ngarkuara përveç lëvizjes së çrregullt kryejnë edhe një lëvizje të drejtuar sipas drejtimit të fushës elektrike. Në fig. 1-13 tregohet lëvizja e thërmijave të ngarkuara në një gaz, me dhe pa fushë elektrike. Ngarkesat lëvizin në drejtim të elektroneve. Supozojmë se thërmia e ngarkuar gjatë një intervali kohe të caktuar ka pësuar 10 përplasje Ajo do të ndodhet në pozicionin 10, ndërsa në 10' ndodhet kur njëkohësisht vepron fusha elektrike (fig. 1-13). Si rrjedhim thërmia është zhvendosur në drejtim të elektrodave. Kjo zhvendosje ndryshon vazhdimisht për të njëjtën kohë, por mesatarisht ajo do të qëndrojë konstante për intervale kohe më të gjata. Shpejtësia e drejtuar e thërmijës në gaz do të varet nga madhësia e intensitetit të fushës elektrike.

Quhet lëvizshmëri e joneve apo e elektroneve raporti :

$$k = v/E, \qquad (1\text{-}19)$$

ku: v është shpejtësia e drejtuar e thërmiave;
E është intensiteti i fushës elektrike,
k është koeficienti i lëvizshmërisë.

a) <u>Lëvizshmëria e joneve</u>. Jonet duke pasur masë relativisht të madhe (në krahasim me atë të elektroneve), në fushën elektrike fitojnë shpejtësi të drejtuar v, që mund të mos merret parasysh kundrejt shpejtësisë termike v_j. Prandaj numri i përplasjeve me molekulat e gazit, që do të pësojë joni, do të përcaktohet kryesisht nga shpejtësia termike v_j.

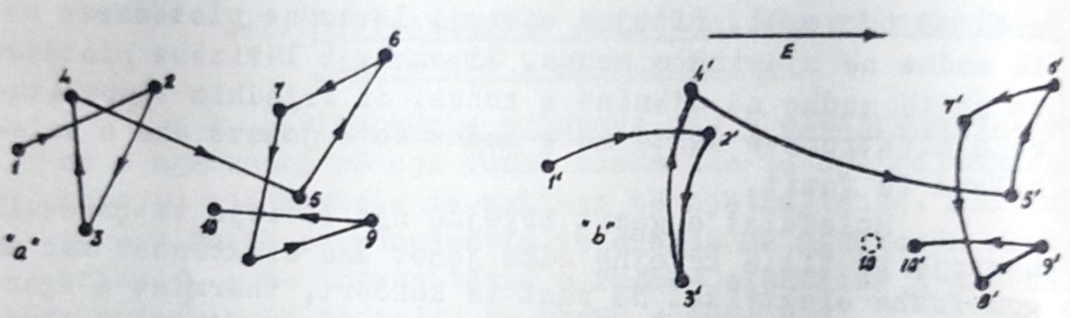


Fig.1-13. Lëvizja e çrregullt e padrejtuar (a) dhe e drejtuar (b) e thërmiave të ngarkuara në një gaz.

Le të pranojmë që shpejtësia suplementare v, që fiton joni nga fusha elektrike midis dy përplasjeve (shpejtësia mesatare), zhduket gjatë çdo përplasjeje. Atëhere shpejtësia mesatare gjatë rrugës mesatare të lirë do të jetë :

$$V = \frac{1}{2} a \tau \quad , \qquad (1\text{-}20)$$

ku : a është nxitimi që fiton joni nga fusha elektrike;
τ është koha që i duhet jonit të kryejë rrugën e lirë dhe që mund të llogaritet sipas shprehjes :

$$\tau = \lambda_j / V_j \qquad (1\text{-}21)$$

Duke zëvëndësuar në formulën (1-20) nxitimin a, sipas formulës (1-15) dhe τ sipas (1-21), do të marrim :

$$v = \frac{q.E}{2\,m_j} \cdot \frac{\lambda_j}{v_j} = \frac{1}{2} \cdot \frac{q.\lambda_j}{m_j.v_j} E = k_j E, \qquad (1\text{-}22)$$

prej nga mund të llogaritet lëvizshmëria e joneve :

$$k_j = \frac{q\,\lambda_j}{2\,m_j\,v_j} \qquad (1\text{-}23)$$

Formula a (1-23) tregon se lëvizshmëria e joneve në një gaz nuk varet nga intensiteti i fushës elektrike. Kjo vërtetohet edhe nga eksperimenti deri në një vlerë të caktuar të E-së, sepse për vlera më të mëdha të intensitetit të fushës elektrike shpejtësia e drejtuar v fillon të bëhet e krahasueshme me shpejtësinë termike të joneve v_j dhe formula e nxjerrë për k_j humbet kuptimin. Për fushat elektrike që kemi të bëjmë në praktikë në gazet koeficienti i lëvizshmërisë mund të pranohet konstant

Për ajrin e pastër matjet eksperimentale për lëvizshmërinë e joneve kanë dhënë vlerat e mëposhtme :

$$k^+_j = 1,36 \text{ (cm/sek) / (Volt/cm).}$$

$$k^-_j = 1.87 \quad ''$$

Shkaku që jonet pozitive kanë koeficient lëvizshmërie më të vogël se ato negativë, shpjegohet me aftësinë që kanë jonet pozitive të përplasen më lehtë me molekulat neutrale të gazit, sepse jonet pozitive tërhiqen nga mbulesa elektronike negative e molekulave.

b) <u>Lëvizshmëria e elektroneve.</u> Për elektronet shpejtësia e drejtuar v, e fituar nga fusha elektrike, është e krahasueshme me shpejtësinë termike të tyre V_e. Si rrjedhim koha τ , midis dy përplasjeve, do të përcaktohet nga shpejtësia rezultante, e cila nga ana e saj do të varet nga madhësia e intensitetit të fushës elektrike.

Analiza matematike e përcaktimit të koeficientit të lëvizshmërisë të elektroneve k_e vështirësohet. Eksperimenti gjithashtu, tregon se koeficienti i lëvizshmërisë i elektroneve në një gaz varet nga madhësia e intensitetit të fushës elektrike E. Për të krijuar një ide mbi madhësinë e koeficientit k_e dhe ndikimin e intensitetit të fushës elektrike E, në fig. 1-14 tregohet varësia e $k_e = f(E)$ për azotin (N_2).

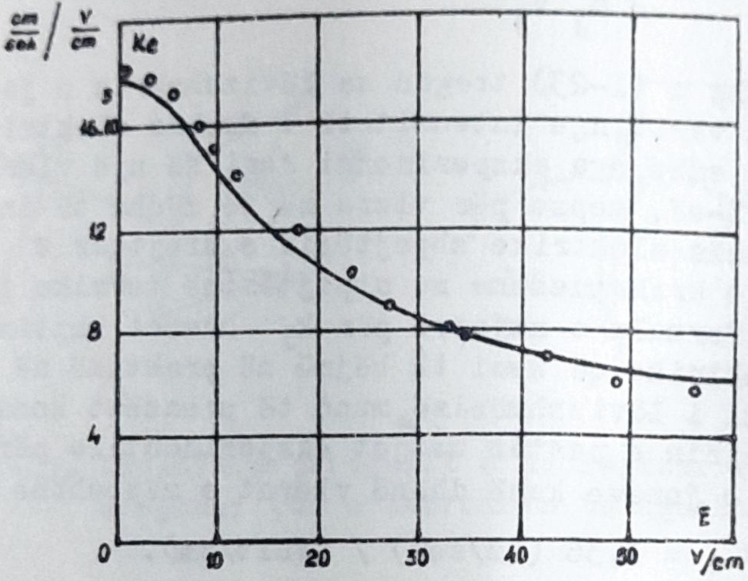


Fig.1-14. Varësia e lëvizshmërisë së elektroneve në azot (N_2) nga intensiteti i fushës elektrike E për presionin atmosferik.

1-8. Difuzioni i joneve dhe i elektroneve .

Jonet ose elektronet e grumbulluara në një zonë, p.sh. në zonën e një shkarkimi elektrik, pasi zhduket fusha elektrike, do të shpërndahen njëtrajtësisht në gjithë gazin. Shkaku i një shpërndarjeje të tillë shpjegohet me lëvizjen e çrregullt termike të thërmiave si edhe të ndryshimit të temperaturës që ka gazi jonik, elektronik dhe i molekulave të gazit bazë.

Për deri sa jonet janë grumbulluar në një zonë të hapësirës së gazit, është e qartë se përqëndrimi i joneve (d.m.th. i joneve në 1 cm^3) Nj do të ndryshojë në varësi të koordinatave. Në fillim, për thjeshtësi, do të pranojmë që shpërndarja e joneve në një drejtim është lineare dhe mund të shprehet :

$$N_k = N_{jo} + \frac{d N_j}{dx} x, \qquad (1\text{-}24)$$

ku ndryshimi i përqëndrimit të joneve dN_j/dx nuk ndryshon me largësinë x (shih fig. 1-15).

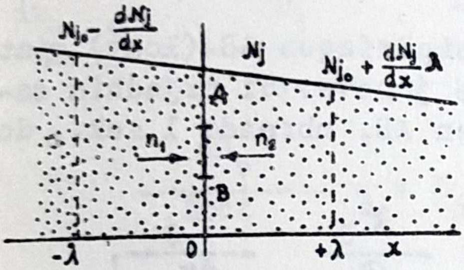


Fig.1-15.Skema e shpërndarjes së joneve për nxjerrjen e ligjeve të difuzionit të tyre.

Në një sipërfaqe 1 cm^2, me përqëndrim jonesh N_{jo}, pingul me drejtimin e boshtit x, që në figurën 1-15 tregohet në mënyrë përfytyruese me AB, do të lëvizin jone në të dy drejtimet. Duke marrë në shqyrtim dy vëllime, në të dy anët e sipërfaqes AB me bazë (1 cm^2) dhe me lartësi gjatësinë mesatare të rrugës së lirë të joneve, do të fitojmë dy vëllime, të cilat do të përmbajnë jone respektivisht n_1 dhe n_2 :

$$n_1 = \int_{-\lambda_j}^{0} N_j \, dx = \int_{-\lambda_j}^{0} (N_{jo} + \frac{dN_j}{dx} x) \, dx =$$

$$= \left[N_{jo} x + \frac{dN_j}{dx} \cdot \frac{x^2}{2} \right]_{-\lambda_j}^{0} ;$$

$$n_2 = \int_0^{\lambda_j} \left(N_{jo} + \frac{dN_j}{dx} x\right) dx = \left[N_{jo} x + \frac{dN_j}{dx} \frac{x^2}{2} \right]_0^{\lambda_j}$$

ose

$$n_1 = n_{jo} \lambda_j - \frac{dN_j}{dx} \cdot \frac{\lambda_j^2}{2}; \quad n_2 = N_{jo} \lambda_j + \frac{dN_j}{dx} \cdot \frac{\lambda_j^2}{2}$$

Meqënëse λ_j është rruga mesatare e lirë e joneve në gazin në studim, të gjitha jonet do të largohen prej vëllimit që zënë në gjashtë drejtime (ose gjashtë faqe), prandaj në sipërfaqen AB do të jetë :

$$n = \frac{1}{6} (n_1 - n_2) = - \frac{1}{6} \lambda_j^2 \frac{dN_j}{dx} \qquad (1\text{-}25)$$

Kjo sasi jonesh kalon sipërfaqen AB ($1 cm^2$) gjatë kohës τ të lëvizjes së lirë të joneve. Si rrjedhim sasia e joneve që kalon sipërfaqen AB, mbrenda 1 sek., do të jetë :

$$\frac{n}{\tau} = \frac{dn}{dt} = - \frac{1}{6} \frac{\lambda_j^2}{\tau} \frac{dN_j}{dx},$$

ose

$$\frac{dn}{dt} = - D_j \frac{dN_j}{dx}, \qquad (1\text{-}26)$$

ku D_j është koeficienti i difuzionit të joneve :

$$D_j = \frac{\lambda_j^2}{6\tau} = \frac{1}{3} \lambda_j v_j \qquad (1\text{-}28)$$

Formula (1-26) e shprehur në dn/dt dhe jo n/τ ka karakter të përgjithshëm dhe është e vlefshme për çfarëdo ligjshmërie të përqëndrimit të joneve.

Marim në shqyrtim një vëllim elementar me sipërfaqe $1 cm^2$ dhe me lartësi dx. Sasia e joneve që del në njësinë e kohës nga sipërfaqja $1 cm^2$ në largësinë x, sipas formulës (1-26) është :

$$- D_j \frac{d N_j (x)}{dx},$$

kurse në largësinë x + dx, është :

$$- D_j \frac{dN_j (x + dx)}{dx};$$

atëhere sasia e joneve që do të dalë prej vëllimit elementar dV = dx. 1 cm. në njësinë e kohës do të jetë :

$$- D_j \left[\frac{d N_j(x)}{dx} - \frac{d N_j(x + dx)}{dx} \right],$$

kurse nga njësia e vëllimit :

$$\frac{dn_v}{dt} = + \frac{D_j}{dv} \cdot \frac{-dN_j(x) + dN_j(x+dx)}{dx},$$

$$\frac{dn_v}{dt} = + D_j \frac{d^2 N_j}{dx^2} \qquad (1\text{-}29)$$

Në fakt jonet shpërndahen në të gjithë drejtimet, prandaj në formë të përgjithshme, shpejtësia e ndryshimit të joneve në një pikë të vëllimit të gazit do të shprehet prej formulës :

$$\frac{dn_v}{dt} = D \left(\frac{\partial^2 N_j}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 N_j}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 N_j}{\partial z^2} \right) = D \operatorname{div} N_j \qquad (1\text{-}30)$$

Koeficientët e difuzionit për ajrin janë përkatësisht :

$$D_j = 0{,}0445; \qquad D_e = 225$$

Rrezja e një cilindri të mbushur me jone (rasti i harkut elektrik) ndryshon sipas formulës :

$$r = \sqrt{2 D_j t}$$

1-9. Ribashkimi i joneve.

Jonet në një zonë të caktuar të gazit mund të zhduken jo vetëm me anën e difuzionit të tyre, por edhe me procesin e ribashkimit (bashkimi i joneve pozitive me jone negative ose me elektrone), duke formuar molekula neutrale. Ribashkimi është një proçes më i fuqishëm për zvogëlimin e përqëndrimit të joneve në krahasim me difuzionin.

Sa më e vogël është shpejtësia e jonit, ose e elektronit, aq më lartë kryhet edhe ribashkimi i tyre. Prandaj jonet, të cilat në krahasim me elektronet kanë shpejtësi shumë më të vogël, kanë aftësi të ribashkohen lehtë. Elektronet nga ana e tyre e kanë më lehtë të bashkohen me molekulat neutrale që janë në numër jashtëzakonisht të madh, duke formuar jone negative. Meqenëse probabiliteti që të bashkohet një elektron me një jon pozitiv është shumë i vogël, nga pikëpamja praktike paraqet interes të analizohet proçesi i ribashkimit të joneve me shenjë të kundërt. Gjatë proçesit të ribashkimit të joneve çlirohet energji në formë rrezatimi. Prandaj shkarkimet elektrike në përgjithësi shoqërohen me ndriçim.

Le të marrim parasysh se në një zonë të një gazi kemi një përqëndrim jonesh. N_j. Në qoftë se burime për të krijuar jonizime të reja nuk ka, numri i joneve do të fillojë të zvogëlohet për shkak të ribashkimit të tyre. Interes praktik ka njohja e shpejtësisë së ndryshimit të këtij përqëndrimi dN_j/dt, ose ligjshmëria e ndryshimit të këtij përqëndrimi në varësi me kohën.

Probabiliteti që një jon pozitiv të bashkohet me një jon negativ, është në përpjestim të drejtë me numrin e joneve negative që ndodhen në 1 cm^3, ndërsa numri i joneve të ribashkuara do të jetë njëkohësisht edhe në përpjestim të drejtë me kohën. Meqenëse në 1 cm^3 kemi N_j jone pozitive, atëhere jonet që do të ribashkohen do të jenë në përpjestim të drejtë me produktin $N_j^{+} \cdot N_j^{-}$. Për intervalin elementar të kohës dt do të ndodhin dN_j ribashkime, dhe sipas arësyetimit të sipërm mund të shkruajmë barazimin :

$$dN_j = - \rho N_j^+ \cdot N_j^- \cdot dt, \qquad (1-31)$$

ku ρ është një koeficient që varet nga lloji i gazit dhe që quhet koeficienti i ribashkimit të joneve.

Në rast se $N_j^+ = N_j^-$, shprehja (1-31) mund të shkruhet :

$$dN_j = - \rho N_j^2 \; dt \qquad (1-32)$$

shënja minus merr parasysh faktin që numri i joneve, nga proçesi i ribashkimit, zvogëlohet.

Duke integruar shprehjen (1-32)

$$\int_{N_{jo}}^{N_j} dN_j/N_j^2 = - \rho \int_0^t dt$$

do të marrim formulën e kërkuar :

$$N_j = \frac{N_{jo}}{1 + \rho N_{jo} t} \qquad (1-33)$$

Kështu, përqëndrimi i joneve zvogëlohet me zmadhimin e kohës. Shpejtësia e zvogëlimit të joneve.

$$\frac{dN_j}{dt} = - \rho N_j^2$$

është nëpërpjestim të drejtë me katrorin e përqëndrimit të joneve, d.m.th. kur përqëndrimi i joneve është i madh dhe ribashkimi i tyre fuqizohet.

Koeficienti i ribashkimit i joneve ρ për ajrin është përcaktuar me rrugë eksperimentale :

$\rho = 2.2.10^{-6}$.

Disa njohuri mbi sistemet dispersive dhe të fenomeneve sipërfaqësore

1) Kuptime themelore. Sisteme dispersive (të shpërndara) quhen ato sisteme heterogjene, që përmbajnë dy ose më shumë faza të shpërndara njera në tjetrën në mënyrë të njëtrajtshme; Bashkësia e thërmiave e fazës të coptuar quhet faza dispersive, kurse faza në të cilën shpërndahen këto thërmia quhen ambienti ose mjeti dispersiv.

Çdo thërmijë e fazës dispersive formohet prej shumë molekulave dhe joneve. Sistemet që përmbajnë thërmia me diametër që nuk kalojnë 0,1μm (10^{-7} m), por që janë natyrisht më të mëdha se molekulat e zakonshme (10^{-9} m) quhen koloide. Është vërtetuar se çdo lëndë në kondita të caktuara dhe në një mjet të caktuar mund të formojë një tretje koloidale.

Cilësitë e një sistemi dispersiv përcaktohet nga përmasat e thërmiave të fazës dispersive, d.m.th. nga shkalla e thërmimit të tyre, e cila quhet shkalla e dispersimit dhe matematikisht jepet prej formulës :

$$D_s = \frac{1}{2r} , \qquad (1-34)$$

ku r është rrezja mezatare e thërmiave. Me zvogëlimin e rrezes së thërmiave zmadhohet sipërfaqja e fazës dispersive. P.sh. një kub me brinjë 1 cm. ka një sipërfaqe 6 cm^2 Duke e ndarë në kubikë të vegjël me brinjë 0,1 cm. sipërfaqja e përgjithshme e tyre bëhet 0,12.6.1000 = 60 cm^2. Në këtë mënyrë, një cm^3 i thërmuar me përmasat e një koloidi (10^{-7} deri 10^{-9} m.) sipërfaqja zmadhohet nga 60 deri 6000 m^2. Për këtë arësye në sistemet dispersive rol shumë të madh luajnë fenomenet që ndodhin në sipërfaqen e ndarjes së fazave, e cila zakonisht është shumë e madhe.

Sipas shkallës së dispersimit, të gjitha sistemet dispersive ndahen në tri grupe :

a) tretje të vërtetë: $D > 10^{+9}\ m^{-1}$, me thërmia me rreze < 0,001 μm;

b) tretje koloidale : $D = 10^7 \ldots\ldots 10^9\ m^{-1}$,

$$r = 0,0001 \text{ deri } 0,1\ \mu m;$$

c) <u>supemsione dhe emulsione</u> : $D < 10^7\ m^{-1}$, $r > 0,1\ \mu m$. Sipas këtyre tri grupeve të fazave dispersive dhe të mjeteve dispersive mund të ekzistojnë tipet e mëposhtme që tregohen në tabelën 1-7.

Tabela. 1-7

Gjëndja e mjetit dispersiv.	Gjëndja e fazës dispersive		
	Gaz	Lëng	E ngurtë
Gaz	Përzierje gazesh (p.sh. ajër)	Mjergull	Tym, pluhur
Lëng	Shkumbë	Emulsion	Suspension
E ngurtë	Mbyllje gazore në trupat e ngurtë.	Mbyllje lëngu në trup të ngurtë.	Mbyllje të ngurta në trupa të ngurtë.

Sistemet dispersive mund të jenë të qëndrueshëm ose të paqëndrueshme.

Thithja e thërmiave prej një faze tek tjetra quhet <u>sorbim</u>. Procesi i thithjes së lëndës së tretur, i cili duke filluar nga sipërfaqja e trupit thithës shpërndahet në të gjithë vëllimin e këtij të fundit, quhet thithje ose gëlltitje vëllimore ose <u>absorbim</u>. Në qoftë se lënda e thithur përqëndrohet në një shtresë të hollë të sipërfaqës së trupit thithës quhet thithje sipërfaqësore ose <u>absorbim</u>. Rëndësi më të madhe praktike, në sistemet dispersive, ka fenomeni i <u>absorbimit</u>.

2) <u>Emulsioni</u>. Quhet emulsion një sistem dispersiv i formuar prej dy fazash të lëngshme që praktikisht nuk tretin njëra tjetrën, njera prej të cilave shpërndahet mbi tjetrën në formë pikash të vogla. Diametri i këtyre pikave lëviz në kufijt 0,1 deri 50 μm dhe mund të shikohen me mikroskop.

Emulsionet emertimin në fillim e marrin prej fazës dispersive dhe pastaj prej mjetit dispersiv. P.sh. thuhet emulsion i benzolit në ujë, kjo do të thotë që benzoli ndodhet në formë pikash në ujë. Që emulsionet të jenë të qëndrueshme duhet të kenë një lëndë ndihmëse, e cila duke u absorbuar në sipërfaqe të pikave, t'u japë atyre një gjëndje të qëndrueshme (d.m.th. të mos rritet diametri i tyre nga bashkimi i pikave dhe të precipitojnë në fund të enës).

3) Shkumba. Quhet shkumnë sistemi dispersiv i formuar prej hapësirave të vogla të mbushura me gaz dhe që ndahen njëra nga tjetra me shtresa shumë të holla lëngu ose trupi të ngurtë. Qëndrueshmëria e shkumbës varet nga qëndrueshmëria e shtresave që e formojnë.

4) Suspensioni. Suspension quhen ato sisteme dispersive të cilat përfaqësojnë thërmia të ngurta të varura në lëngjet. Thërmiat e suspensionit formohen prej kristaleve të vogla ose prej trupave amorfe praktikisht të patretshme në lëngun përkatës.

5) <u>Ngarkesa elektrike e thërmiave koloidale</u>. Thërmiat e të gjitha sistemeve dispersive zotërojnë ngarkesa elektrike. Kjo ngarkesë shkaktohet nga aftësia e tyre për të absorbuar jone.

Zhvendosja e thërmiave të fazës dispersive kundrejt mjetit dispersiv nën ndikimin e fushës elektrike quhet <u>elektroforeza</u>, kurse zhvendosja e mjetit dispersiv quhet <u>elektroosmoza</u>.

6) <u>Micela</u>. Thërmiat e veçanta të sistemeve koloidale quhen micela. Në sipërfaqe të micelave ekziston një shtresë e dyfishtë elektrike, e formuar prej joneve të absorbuara dhe prej joneve të lira që rrethojnë këto të fundit. Ngarkesat e absorbuara janë më të shumta, prandaj micela në tërësi sillet e ngarkuar zakonisht me ngarkesa negative. Midis dy shtresave ekziston një potencial elektrik që quhet (zeta) ζ - potencial.

Sa më e madhe është ζ -potencial, aq më të qëndrueshme janë micelat, d.m.th. edhe sistemet koloidale.

7) <u>Koagulimi</u>. Koagulimi është një proces i bashkimit ose i ngjitjes së thërmiave njëra me tjetrën, të sistemeve koloidale, duke formuar thërmia më të mëdha. Koagulimi ndodh kur prishet qëndrueshmëria e sistemit dispersiv, i cili përfundon në thërmia të mëdha të cilat precipitojnë në formë mbeturinash. Si përfundim i koagulimit paksohen në mënyrë të theksuar thërmiat në sistemin dispersiv.

Ulja e qëndrueshmërisë e sistemeve koloidale mund të realizohet duke futur elektrolite, të cilat zvogëlojnë ζ - potencialin deri në zero.

KAPITULLI II

Materialet izoluese elektrike

Materialet izoluese elektrike ose dielektrikët sherbejnë për të izoluar pjesët e ndryshme përçuese që ndodhen nën tensionin. Fenomenet elektrike që ndodhen në dielektrikët, kur ata ndodhen nën ndikimin e fushës elektrike, mund të përcaktohen me anën e katër karakteristikave kryesore :

1. konstantja dielektrike;
2. përcjellshmëria elektrike;
3. humbjet dielektrike;
4. qëndrueshmëria elektrike.

Konstantja dielektrike ε përcakton proçeset e polarizimit në dielektrikët, të cilët ndodhin për shkak të zhvendosjes së ngarkesave elektr ke në atomet, në molekulat, në kristalet e formuara prej joneve etj. nën ndikimin e fushës elektrike.

Përcjellshmëria elektrike e dielektrikeve γ përfaqëson proçeset e kalimit të rrymës elektrike në materialet izoluese, kur ato janë nën veprimin e fushës elektrike. Materialet izoluese elektrike ideale kanë përcjellshmëri elektrike të barabartë me zero. Materialet izoluese teknike në përgjithësi kanë përcjellshmëri jashtëzakonisht të vogël, në qoftë se krahasohen me metalet Rezistenca specifike elektrike ρ e materialeve izoluese është më e madhe se $10^8 \Omega$ cm.

Humbjet dielektrike përfaqësojnë humbjet e fuqisë ose të energjisë elektrike në brendi të materialit izolues. Humbjet dielektrike bëhen të ndjeshme në rast se dielektriku ndikohet nga fusha elektrike alternative.

Për frekuenca të larta elektrike, humbjet dielektrike lu-
ajnë rol të dorës së parë.

Qëndrueshmëria elektrike e dielektrikeve përcakton kufirin e lejueshëm të intensitetit të fushës elektrike në materialin izolues. Në rast se kalohet ai kufi E_d, dielektriku shpohet (depërtohet), duke u kthyer në një material përcjellës apo gjysmëpërcjellës elektrik. Sa më e madhe është qëndrueshmëria E_d, aq më i mirë është dialektriku.

Karakteristikat elektrike të dielektrikëve nuk mund të konsiderohen të pandryshueshme. Faktorët që ndikojnë më shumë në ndryshimin e karakteristikave të dielektrikëve janë: temperatura, lagështia, presioni i ambientit rrethues, përbërja fiziko-kimike dhe veprimet mekanike. Gjithashtu ndikon edhe lloji i tensionit (i vazhduar, alternativ etj), si dhe koha e veprimit të tij.

Ndikim të madh, në karakteristikat e dielektrikëve, ushtrojnë papastërtitë që depërtojnë në materialin izolues gjatë procesit të prodhimit të tyre ose gjatë shfrytëzimit.

Karakteristikat e dielektrikeve mund të ndryshojnë në kufij të gjërë, për shkak të veprimit të faktorëve të permendur. Në mjaft raste këto ndryshime iu bindën ligjeve të caktuara, njohja e të cilave është e vlefshme.

Karakteristikat e dielektrikeve, në radhë të parë, sillen sipas natyrës fizike të tyre; të ngurtë, të lëngët ose të gaztë. Dielektriket e ngurtë janë kristalinë ose amorf. Karakteristike për dielektrikët kristalinë është se konstantja dialektrike ε varet sipas drejtimit të veprimit të fushës elektrike në dielektrik.

2-1. Polarizimi i dielektrikëve

Siç u tha më sipër, proçeset e polarizimit përcaktojnë konstanten dielektrike të materialeve izoluese. Para se të analizojmë fenomenet e polarizimit në dielektrik le të vemë në dukje se konstantja dielektrike e një materiali, në sistemin praktik të njësive të matjes (MKSA) mund të shprehet :

$$\varepsilon = \varepsilon_r \ \varepsilon_o \qquad (2\text{-}1)$$

ku : ε_r është konstantja dielektrike relative e materialit;

ε_o është konstantja dielektrike e vakuumit 8,854. 10^{-12} F/m.

Në qoftë se marrim në shqyrtim një kondensator të rrafshët, (fig.2-1), i cili ushqehet nga një burim pafundësisht i fuqishëm, me tension konstant U_o, ngarkesa elektrike që do të grumbullohet në elektrodat e tij, kur mungon dielektriku (vakuum), do të jetë :

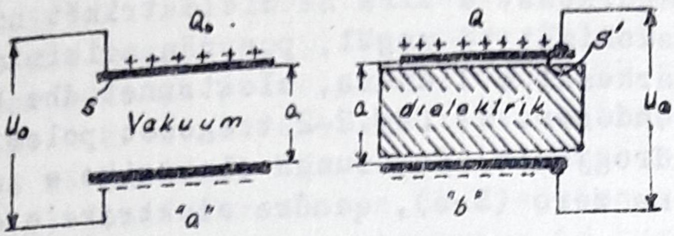


Fig.2-1. Lidhja e një kondensatori të rrafshët në një burim tensioni konstant:
a) pa dielektrik ;
b) me dielektrik.

$$Q_o = C_o U_o$$

dhe

$$Q = C\ U_o > Q_o,$$

kur ndermjet elektrodave vendoset një dielektrik.

Kështu, kapaciteti i kondensatorit do të jetë respektivisht për të dy rastet :

$$C_o = \varepsilon_o \frac{S}{a} \quad ; \qquad C = \varepsilon_r \cdot \varepsilon_o \frac{S}{a} .$$

Duke marrë raportin e kapaciteteve do të kemi :

$$\varepsilon_r = \frac{C}{C_o} = \frac{Q}{Q_o} \qquad (2-2)$$

Pra konstantja dielektrike relative e një materiali dielektrik varet nga zmadhimi i kapacitetit të kondensatorit ose i ngarkesave elektrike në elektrodat e kondensatorit ku ai vendoset. Zmadhimi i ngarkesave në elektrodat e kondensatorit i detyrohet fenomenit të polarizimit. Çfarëdo qoftë dielektriku i ngurtë, i lëngët apo i gaztë, ai përbëhet prej molekulave ose prej atomeve, të cilat siç u vu në dukje në kapitullin e parë, përmbajnë ngarkesa elektrike pozitive dhe negative.

Ngarkesat elektrike (elektronet) në shumicën dermuese të tyre janë të lidhura me ngarkesat pozitive të bërthamave. Ngarkesat e lira në dielektrikët ndodhen në sasi jashtëzakonisht të vogël, por nën ndikimin e fushës elektrike ngarkesat e lidhura, elektronet dhe bërthamat pozitive zhvendosen. Në fig.2-2 tregohet polarizimi i atomit të hidrogjenit. Kur fusha elektrike e jashtme është baras me zero (E=o), qendra elektrike e elektronit

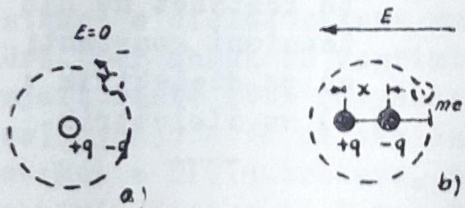


Fig.2-2. Polarizimi elektronik i atomit të hidrogjenit.

në orbitën rrethore, puthitet me atë të bërthamës. Përkundrazi kur $E \neq 0$, elektroni lëviz në orbitë eliptike dhe qendra e ngarkesës së tij zhvendoset. Gjithashtu zhvendoset në drejtim të kundërt bërthama pozitive. Pra atomi polarizohet. Thuhet se ndodhi polarizimi elektronik. Shkalla e polarizimit jepet prej largësisë x, midis dy qendrave të ngarkesës. Në mënyrë analoge polarizohen të gjitha llojet e atomeve, dhe meqenëse çdo lloj materiali dielektrik formohet prej atomesh, do të kemi të bëjmë gjithmonë me fenomenin e polarizimit elektronik. Koha e vendosjes së polarizimit elektronik është jashtëzakonisht

e vogël, e rendit 10^{-15} sek. Nga pikëpamja kuantitative polarizimi varet nga momenti elektrik i dipolit :

$$m = q \cdot x \, , \qquad (2-3)$$

ku q është ngarkesa elektrike e dipolit.

Në mënyrë eksperimentale provohet se momenti i dipolit është proporcional me intensitetine fushës elektrike E :

$$m_e = \alpha_e \cdot E \, , \qquad (2-4)$$

ku α_e është koeficienti i polarizimit elektronik.

Dielektrikët kristalinë të formuar prej joneve pozitive dhe negative, përveç polarizimit elektronik, shoqërohen edhe me polarizimin jonik. Në fig.2-3 tregohet polarizimi i kristaleve të NaCl nën ndikimin e fushës elektrike të jashtme. Nga veprimi i fushës elektrike të jashtme (E) jonet zhvendosen në drejtime të kundërta sipas shenjës të ngarkesave elektrike të tyre. Qendrat e ngarkesave zhvendosen. Në këtë mënyrë lind polarizimi jonik, i cili karakterizohet prej momentit të dipolit :

$$m_j = \alpha_j E \qquad (2-5)$$

ku α_j është koeficienti i polarizimit jonik.

Koha e nevojshme për tu vendosur polarizimi jonik është e rendit $10^{-12} \ldots 10^{-13}$ sek.

Polarizimi i përgjithshëm i materialeve dielektrike me strukturë kristaline jonike do të formohet prej polarizimit elektronik në brendësinë e secilit jon dhe polarizimit jonik. Momenti i dipolit do të jetë :

$$m = m_e + m_j = (\alpha_e + \alpha_j) E = \alpha E \ldots (2-6)$$

Meqenëse koha e vendosjes së polarizimit elektronik dhe jonik është jashtëzakonisht e vogël, ky lloj polarizimi nuk ndikohet as nga lëvizja kaotike termike e ngarkesave elektrike, për shkak të temperaturës, as nga fusha elektrike alternative me frekuenca shumë të larta deri

100 MH_z. Shumë materiale dielektrike, që kanë përdorim të gjerë praktik, përbëhen prej molekulave polare. Në secilën molekulë të tyre, qendrat elektrike të ngarkesave negative dhe pozitive nuk përputhen edhe kur fusha elektrike e jashtme mungon. Këto materiale quhen "dialektrike polare". Polarizimi i brendshëm në molekulën e tyre

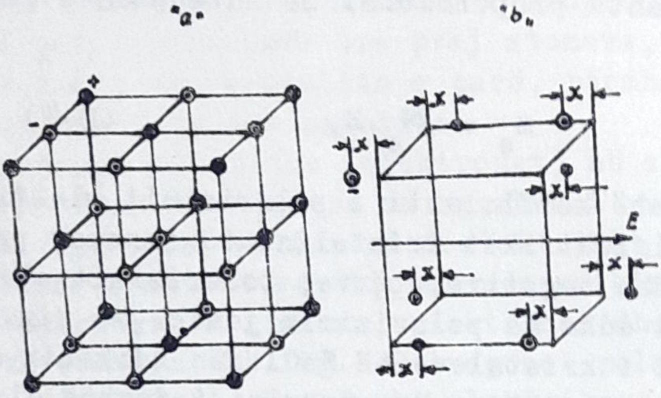
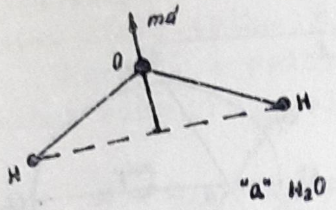


Fig.2-3. a) Struktura kristalin e NaCl dhe
b) Struktura e zhvendosjes së joneve në kristalin e dielektrikut.

ndodh për arësye të vendosjes asimetrike të molekulave, p.sh. molekula e ujit (H_2O), ose molekula e mono-klorurbenzolit (C_6H_5Cl) fig.2-4.

Megjithëse dielektrikët polare molekulat i kanë të polarizuara, shpërndarja e momenteve elementare të polarizimit m_d është e tillë që polarizimi i përgjithshëm është i barabartë me zero. Kjo ndodh përshkak të vendosjes dhe të lëvizjes kaotike termike të molekulave Kur dielektriku polar vendoset nën ndikimin e një fushe elektrike, dipolet përpiqen të drejtohen sipas fushës elektrike. Për shkak të lëvizjes koatike të molekulave dipolare, dipolet orientojnë në drejtim të fushës elektrike vetëm një komponente të momentit dipolar m_d. Në qoftë se do të shënojmë me E intensitetin e fushës elektrike të jashtme dhe me $m_{d\gamma}$ komponenten e momentit dipolar të molekulës fiktive mesatare, do të vlejë barazimi :



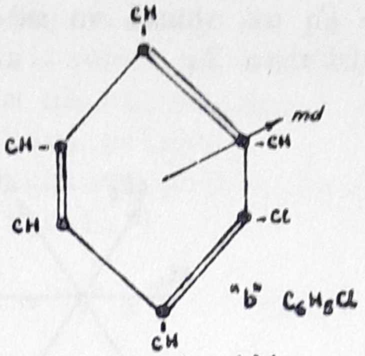


Fig.2-4 Polarizimi dipolar i molekulës së ujit (vendosja asimetrike e molekulave të hidrogjenit) dhe e molekulës së mono-klorur-benzolit (strukturë asimetrike e përbërjes së molekulës).

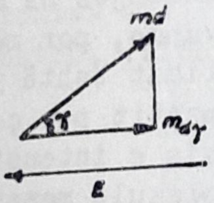


Fig.2-5. Polarizimi i pjesshëm i molekulës fiktive mesatare nën ndikimin e fushës elektrike të jashtme E.

$$m_{d\gamma} = \alpha_d \cdot E, \qquad (2\text{-}7)$$

ku α_d është koeficienti i polarizimit dipolar

Kuptimi fizik i molekulës fiktive mesatare mund të shpjegohet në këtë mënyrë : çdo molekulë polare për vehten e vet bën një lëvizje të çrregullt koatike termike Ajo në funksion të kohës do të ndryshojë madhësinë e komponentes të momentit dipolar $m_{d\gamma}$, në drejtim të fushës elektrike të jashtme. Për një interval kohe të caktuar momenti i dipolit do të vendoset në drejtime të ndryshme. Intervalet e kohës për të cilat dipoli ndodhet në një drejtim të caktuar do të ndryshojë në funksion të madhësisë së intensitetit të fushës elektrike të jashtme E. Kur E = 0, kohët Δt_i janë të barabarta dhe momenti dipolar rezultant do të jetë zero. Për $E \neq 0$, ashtu sikurse tregohet në figurën 2-6, koha Δt_1, do të jetë më e madhe se Δt_4 dhe $\Delta t_2 > \Delta t_3$. Me fjalë të tjera mole-

do të qëndrojë më gjatë në drejtim të fushës elektrike dhe sa më shumë sa më i madh është intensiteti i fushës elektrike E.

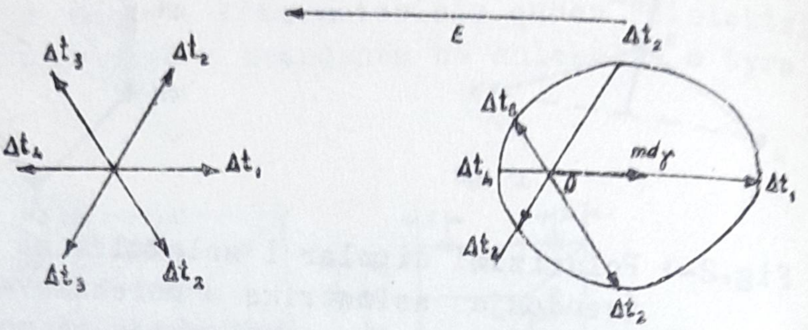


Fig.2-6 Shpërndarja e orientimeve e një dipoli në fushën elektrike të jashtme.

Në fakt molekulat për shkak të vendosjes në drejtime të ndryshme do të kenë $m_d\gamma$ të ndryshme, por meqenëse numri i molekulave në njësinë e vëllimit është jashtëzakonisht i madh, vlera mesatare e momentit për çdo molekulë $m_d\gamma$ do të varet vetëm nga madhësia e intensitetit të fushës elektrike E. Prandaj çdo molekulë mesatarisht do të ndodhet në drejtim të fushës me një moment rezultant $m_d\gamma$.

Aftësia e lëvizjes apo e rrotullimit e molekulave polare varet nga shumë faktorë, në radhë të parë nga viskoziteti dhe nga temperatura e materialit. Perioda e rrotullimit të dipoleve në krahasim me atë të elektroneve dhe të joneve është e madhe dhe mund të shprehet me anën e formulës :

$$\tau = k \frac{\eta}{T}, \qquad (2\text{-}8)$$

ku: η përfaqëson viskozitetin e dielektrikut, i cili nga ana e tij varet nga temperatura;

T është temperatura e dielektrikut;

k është një konstante që varet nga lloji i materialit

Proçesi i polarizimit dipolar kërkon rrotullimin e molekulave, i cili kundërshtohet prej fërkimeve të

brendshme ndermjet molekulave, prandaj viskoziteti η dhe temperatura T, sikurse do të analizohet më poshtë, do të luajnë një rol të rëndësishëm në ndryshimin e konstantes dielektrike ε të dielektrikëve polarë.

Momenti i polarizimit, i molekulave polare do të formohet edhe prej polarizimit elektronik :

$$m = m_2 + m_d = (\alpha_e + \alpha_d) E = \alpha E \qquad (2-9)$$

Në rast se shënojmë me N numrin e atomeve, të joneve ose të molekulave në njësinë e vëllimit, atëhere momenti i polarizimit në njësinë e vëllimit do të jetë :

$$I = N . \alpha . E \qquad (2-10)$$

Momenti i polarizimitI, pra si rrjedhim edhe koeficienti i polarizimit α, është lidhur ngushtë me konstanten dielektrike relative ε_r të një materiali dielektrik ,sipas ekuacionit të Klauzius-Masetit :

$$\frac{\varepsilon_r - 1}{\varepsilon_r + 2} . \frac{M}{\rho} = J \quad , \qquad (2-11)$$

ku: M është pesha molekulare e dielektrikut :
ρ është densiteti i materialit dielektrik.

Për shkak të polarizimit elektronik, konstantja dielektrike ε_r e materialeve të ndryshme mund të marrë vlera më të mëdha se një, por jo më shumë se 3......4. Polarizimi jonik në disa raste mund të zmadhojë konstanten dielektrike edhe disa dhjetra herë.Por vlera më të mëdha të konstantes dielektrike konstatojmë në dielektrikët polarë.

Mekanizmi i zmadhimit të kapacitetit, apo të ngarkesave të një kondensatori kur ndërmjet elektrodave vendoset një dielektrik ,mund të shpjegohet lehtë me anën e proçesit të polarizimit. Para se të vendosej dielektriku në elektrodat ekzistonin ngarkesat e lira Q_o.Kur vendoset dielektriku nën ndikimin e fushës elektrike të krijuar nga ngarkesat e lira Q_o molekulat e tij polarizo-

hen.

Kështu pra, në fig.2-8 ngarkesat e dipoleve, në brendësi të dielektrikut, eliminojnë njera tjetrën. Ndryshe qëndron problemi në dipolet që ndodhen ballë për ballë me elektrodat. Ato tërheqin nga burimi i energjisë

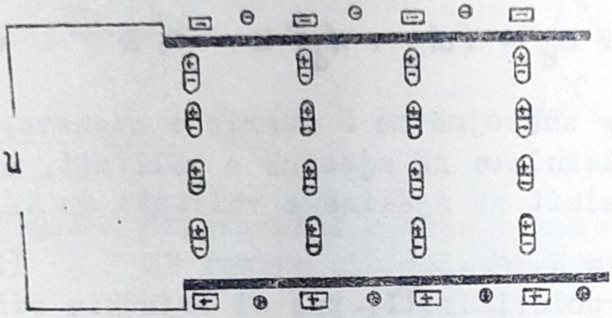


Fig.2-8. Mekanizmi i zmadhimit të kapacitetit në kondesatorët me dielektrik: O-ngarkesa të lira; □-ngarkesa të lidhura.

ngarkesa me shenjë të kundërt të treguara në figurë me kuadrate. Këto ngarkesa janë të lidhura me dipolet, prandaj quhen edhe ngarkesa të lidhura. Pra sasia e ngarkesave në elektrodat u zmadhua. Meqenëse tensioni nuk ndryshoj, kapaciteti u zmadhua. Sikurse shihet, procesi i polarizimit të dielektrikut zmadhon kapacitetin e kondensatorit.

Konstantja dielektrike e materialeve izoluese ndikohet nga temperatura e dielektrikut dhe nga frekuenca e fushës elektrike. Karakteri i ndryshimit varet nga lloji i dielektrikut. Në dielektrikët jo polarë lëvizja termike u jep molekulave shpejtësi shumë të vogël në krahasim me shpejtësinë e vendosjes së polarizimit elektronik ose jonik. Gjithashtu edhe ndryshimet e shpeshta të drejtimit të fushës elektrike nuk pengojnë orientimin e ngarkesave dhe për frekuenca relativisht të larta të burimit të fushës elektrike 100 MH_z. Prandaj praktikisht

konstantja dielektrike do të jetë e pavarur ose do të ndryshojë: shumë pak nga temperatura dhe nga frekuenca. Ndryshe ndodh në materialet dialektrike polare.

Në këto materiale për shkak të fërkimeve të brendshme molekulare, shpejtësia e lëvizjes termike e molekulave është e krahasueshme me shpejtësinë e orientimit të dipoleve. Gjithashtu frekuenca e fushës elektrike do të ndikojë në konstanten dielektrike.

Në fig.2-9 tregohet varësia e konstantes dielektrike në varësi të frekuencës.

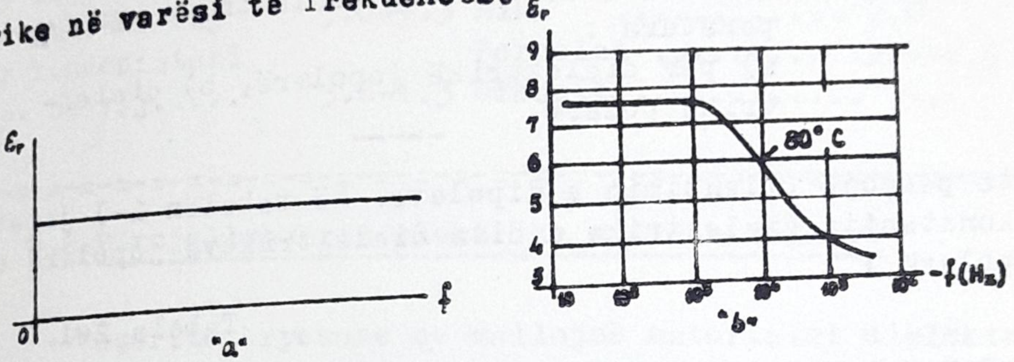


Fig.2-9. Varësia e konstantes dielektrike nga frekuenca: a) për dielektrikë jopolare; b) polarë (polivinil-acetat).

Pra konstantja dielektrike, në materialet izoluese polare, fillon të zvogëlohet për frekuenca jo dhe shumë të mëdha. Për frekuenca të larta polarizimi dipolar nuk vendoset dhe konstantja dielektrike përcaktohet vetëm nga polarizimi elektronik.

Në figurën 2-10 tregohet varësia e ndryshimit të ε_r nga temperatura për dielektriket jopolare dhe polarë. Kështu, në dielektrikët jopolarë, me zmadhimin e temperaturës konstantja dialektrike ka tendencë të zvogëlohet shumë pak. Kjo vjen nga bymimi i materialit ose nga zvogëlimi i densitetit të materialit izolues me rritjen e temperaturës. Në dielektrikët polarë vihet re një maksimum për një temperaturë kritike. Për vlera më të vogla se temperatura kritike vizkoziteti i madh i materialit pengon dipolet të orientohen. Për temperatura më të mëdha se ajo kritike shpejtësia e lëvizjes kaotike fillon

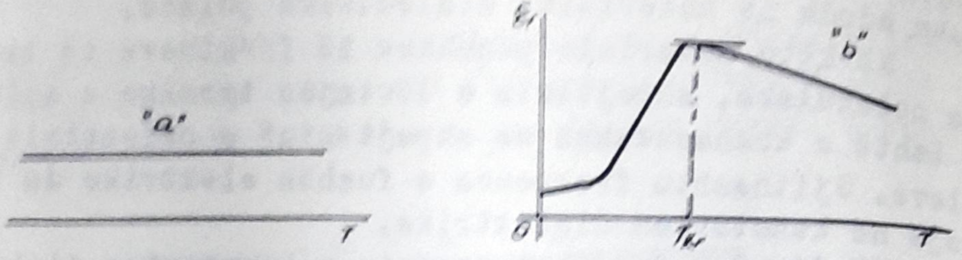


Fig.2-10. Varësia e konstantes dielektrike nga temperatura :
a) për dielektrikë jopolarë, b) dielektrikë polarë.

të pengojë orientimin e dipoleve. Në tabelën 2-1 jepet konstantja dielektrike e disa dielektrikëve jopolarë dhe polarë :

Tabela 2-1.

Lloji i dielektrikut jopolare	ε_r	Lloji i dielektrikut polar	ε_r
Benzol C_6H_6	2,22	Uji H_2O	81
Tetraklorur metani CCl_4	2,23	Alkool metilik $CH_3 - OH$	34
Parafinë	2,10	Alkool etilik $C_2H_5 - OH$	25
Polistirol	2,60	Alkool propilik $C_3H_7 - OH$	22
Squfur	3,80	Monoklorur i benzolit $C_6H_5 - Cl$	21,43 10,30

Në tabelën 2-2 jepet konstantja dielektrike e disa materialeve dielektrike që kanë përdorim praktike në teknikën e izolacionit.

Tabela 2-2

Lloji i dielektrikut (20°C)	ε_r	Lloji i dielektrikut (20°C)	ε_r
Karton elektroteknik	4..6	Kuarc	4,7
Leter kobli e imprenjuar ne vaj	3.8-4.3	Mika	7,0
		Porcelon	5,4-6,9
Letër kondensatori i imp. në vaj.....	3.6-4.3	Mikanit	4,2

2-2. Përcjellshmëria elektrike e dielektrikeve

Veçoritë kryesore që dallojnë materialet dielektrike nga përcjellësat, nga pikëpamja e përcjellshmërisë elektrike mund të përmblidhen në këto tri fenomene:

1) përcjellshmëria elektrike e dielektrikeve ësht të jashtëzakonisht më e vogël se ajo ematerialeve përçuese;

2) me zmadhimin e temperaturës, përcjellshmëria e dielektrikëve zmadhohet. E kundër ta ndodh në shumicën dermuese të materialeve përçuese;

3) përcjellshmëria elektrike e materialeve përçuese të ngurta shkaktohet nga lëvizja e elektroneve të lira, kurse në materialet përcjellshmëria çfaqet jo vetëm me anën e elektroneve të lira,por sidomos nëpërmjet joneve pozitive dhe negative.

Dielektrikët nga pikëpamja e përcjellshmërisë mund të ndahen në tri grupe.

Grupi I.Këtu hyjnë dielektrikët të cilëve rryma e përcjellshmërisë u shkakëtohet vetem nga lëvizja e joneve. Thuhet se këta dielektrikë kanë përcjellshmëri jonike ose elektrolitike.Dielektrikët e këtij grupi kanë përdorime më të shpeshta në praktikë,si xhami, letra, lëndët tekstile etj. Të tillë përçueshmëri kanë edhe kri-

stalet e shumë kripërave si NaCl, P_6I_2, etj.

Grupi II. Ky grup përfshin materialet dielektrike që kanë përcjellshmëri elektrike, si p.sh. CuS, M_oS_2 etj.

Grupi III. Në këtë grup hynë materialet dielektrike që kanë përcjellshmëri të përzier, p.sh. C_u Cl etj.

Karakteri i përcjellshmërisë në dielektrikët mund të përcaktohet me mënyra të ndryshme. Kur rryma e përcjellshmërisë i bindet ligjit të Omit për vlera të vogla të tensionit, atëherë kemi të bëjmë me përcjellshmëri elektronike. Ndërsa kur nuk ka rrymë deri në një vlerë të tensionit pastaj menjëherë ajo kërcen në një vlerë të caktuar dhe proporcionalitet midis tensionit dhe rrymës nuk ka, kemi të bëjmë me dielektrikë me përcjellshmëri jonike.

1) Përcjellshmëria e gazeve

Gazet në kondita të zakonshme kanë përcjellshmëri jashtëzakonisht të vogël. Ajo shkaktohet nga jonizimi i molekulave të gazit për shkak të veprimit të rrezeve ultravioletе, të rrezeve kozmike dhe të radiaktivitetit të kores së tokës. Në çdo cm^3 të ajrit të ambientit rrethues lind një jonizim afërsisht në çdo sekonde.

Në mungesë të fushës elektrike, në çdo cm^3 të ajrit ndodhen rreth 650 çifte jonesh. Në qoftë se midis dy elektrodave, p.sh. të rrafshta (fushë e njëtrajtshme) vendoset një fushë elektrike qoftë edhe shumë e dobët, këto jone neutralizohen në elektrodat dhe si rrjedhim rryma shumë shpejt zvogëlohet. Rryma do të ekzistojë më vonë vetëm për shkak të jonizimeve të permendura më sipër. Pra në rregjimin e vendosur rryma ushqehet vetëm nga proçeset e vet jonizimit ose në formë impulsesh nga jone që mund të hyjnë rastësisht nga ambienti rrethues jashtë elektrodave, në qoftë se elektrodat vendosen në ambient të hapur. Në fig.2-9 tregohet vartësia e rrymës nga tensioni (fushë e njëtrajtshme). Deri në tensionin U_1, rryma zmadhohet sipas ligjit të Omit. Për tensione më të mëdha, deri në U_2, rryma qëndron konstante. Kjo është

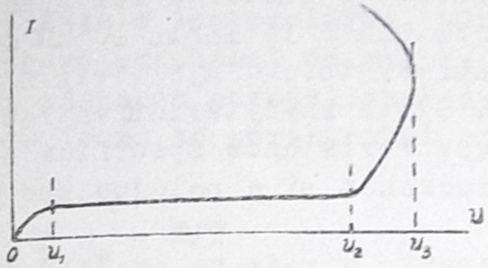


Fig.2-9. Karakteristika voltamper e hapësirës ajrore.

---

rryma e ngopjes e shkaktuar nga sasia e joneve të reja që lindin në njësinë e kohës. Rryma e ngopjes fillon për intensitetin e fushës elektrike 0,006 V/ cm dhe vazhdon deri për $E \cong 10000$ V/cm. Për vlera më të mëdha të intensitetit të fushës elektrike, rryma fillon të zmadhohet shpejt. Kjo shkaktohet nga jonizimi me përplasje të elektroneve me molekulat e gazit. Për tensionin U_3 rryma bëhet e paqëndrueshme . Proçesi përfundon në shkarkim elektrik i cili do të analizohet në një kapitull të veçantë.

Siç shihet, nuk mund të flasim për një përcjellshmëri të caktuar të ajrit, sepse ajo varet nga intensiteti i fushës elektrike. Në kufirin e poshtëm të zonës së ngopjes rreth vlerës U_1 të tensionit përcjellshmëria e ajrit është e rendit 10^{-17} $(1/\Omega \, cm)$.

2) Përcjellshmëria e dielektrikëve të lëngët

Përcjellshmëria e dielektrikëve të lëngët shkaktohet nga lëvizja e joneve dhe e micelave (jonet e mëdha) Në vajrat minerale të pastruara mirë përcjellshmëria elektrike shkaktohet nga jonet; kurse në vajrat minerale të oksiduara, siç janë vajrat në shfrytëzim, përcjellshmëria shkaktohet edhe prej micelave. Jonet mund të krijohen ose nga disocijimi i vet vajit ose nga disocijimi i papastërtive. Vaji i transformatorit përcjellshmërinë e ka kryesisht nga jonet e papastërtive. Prandaj përcjellshmëria e çdo vaji transformatori varet nga shkalla e papas-

tërtive. Në vajrat shumë të pastërta rezistenca specifike vëllimore arrin vlera shumë të larta $10^{18}\,\Omega\,cm$. Në vajrat e zakonshme të transformatoreve ajo lëviz në intervalin 10^{12} deri $10^{14}\,\Omega\,cm$. Gjatë shfrytëzimit vajrat e transformatoreve mund të kenë rezistencë specifike deri në $10^{10}\,\Omega\,cm$. Kjo vlerë konsiderohet si e palejueshme për punë normale.

Përcjellshmëria e vajrave zmadhohet me zmadhimin e temperaturës shkalla e disocimit të joneve zmadhohet. Gjithashtu zmadhohet edhe lëvizshmëria e joneve. Zmadhimi i temperaturës forcon edhe shkallën e oksidimit të vajit i cili zmadhon përcjellshmërinë elektrike të tij.

3) Përcjellshmëria e dielektrikëve të ngurtë

Përcjellshmëria jonike e dielektrikeve të ngurtë zmadhohet me zmadhimin e intensitetit të fushës elektrike E, që vepron mbi dielektrik. Ligji sipas të cilit ndryshon përcjellshmëria elektrike e tyre është përcaktuar me rrugë eksperimentale, (për temperaturë konstante):

$$\gamma = \gamma_0 e^{aE} \qquad (2\text{-}12)$$

ku: γ_0 përfaqëson përcjellshmërinë specifike elektrike të dielektrikut për E relativisht të vogla (disa dhjetra kv/cm);

a përfaqëson konstanten që varet nga lloji i dielektrikut me përcjellshmëri jonike.

Zmadhimi i përcjellshmërisë në fushën me intesitet të madh ndodh në shumë dielektrike, si p.sh. në mika, në kuarc dhe në oksidet e metaleve në bakelitet, në ebanitet, etj. Por duhet permendur se për intensitete të mëdha të fushës elektrike E, në shumë dielektrike me përcjellshmëri jonike, fillon të çfaqet edhe përcjellshmëria elektronike, si p.sh. në mika, kurse xhami ruan vazhdimisht përcjellshmërinë jonike.

Fakti që përcjellshmëria e dielektrikeve jonike zmadhohet me rritjen e intensitetit E, ose praktikisht me tensionin e zbatuar U, bën të domosdoshëm përcaktimin e

rezistencës së izolacionit në një pajisje elektrike për një tension të caktuar.

Me rritjen e temperaturës, përcjellshmëria jonike e dielektrikeve zmadhohet në mënyrë të theksuar. Ligji sipas të cilit ndryshon përcjellshmëria jonike, në varësi të temperaturës, mund të përshkruhet mjaft mirë, sipas formulës:

$$\gamma = A\, e^{-B/T} \quad (2\text{-}13)$$

ku: A dhe B janë konstante që varen nga lloji i dielektrikut. B varet edhe nga intensiteti i fushës elektrike E;
T është temperatura absolute e tij.

Në figurën 2-11 tregohet karakteri i ndryshimit të γ dhe $\ln\gamma$ respektivisht në funksion të T dhe 1/T

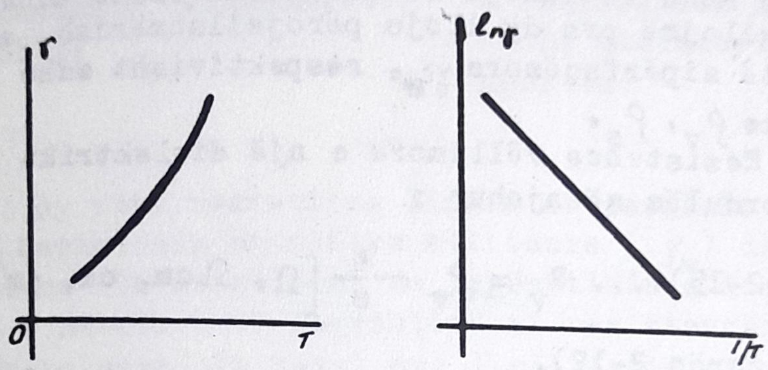


Fig.2-11. Zmadhimi i përcjellshmërisë jonike të dielektrikëve në varësi të temperaturës.

Konditat e punimit të izolacionit elektrik keqsohen me zmadhimin e temperaturës, për arësye se zvogëlohet rezistenca e izolacionit.Për temperatura të ulta, përkundrazi edhe dielektrikë jo të mirë, kanë rezistencë izolacioni të madhe.

Përcjellshmëria elektrike e materialeve dielektrike të ngurta me përcjellshmëri elektronike ndryshon si me intensitetin e fushës elektrike ashtu edhe me temperatu-

rëm. Për shumë dielektrikë, si p.sh. mikat, oksidi i aluminit etj. përcjellshmëria ndryshon sipas ligjit.

$$\gamma = \gamma_0 e^{b\sqrt{E}/T} \qquad (2\text{-}14)$$

ku γ_0 dhe b_0 janë konstante që varen nga dielektriku.

Një nga faktorët kryesorë që zmadhojnë përcjellshmërinë e dielektrikëve është lagështimi i tyre. Lagështia shkakton zvogëlimin e theksuar të rezistencës specifike ρ të materialit dielektrik. Kjo shpjegohet me tretjen dhe disocimin në ujë të papastërtive të ndryshme që përmban dielektriku, ose e tretjes dhe e disocimit të vet materialit të dielektrikut.

Rryma e përcjellshmërisë elektrike në dielektrikë e ngurtë mund të kalojë si në vëllim ashtu edhe në sipërfaqe. Dallojmë pra dy lloje përcjellshmërish, atë vëllimore γ_v dhe atë sipërfaqësore γ_s, respektivisht edhe rezistencë specifike ρ_v, ρ_s.

Rezistenca vëllimore e një dielektriku llogaritet sipas formulës së njohur :

$$(2\text{-}15)\ldots\quad R_v = \rho_v \frac{a}{s} \left[\Omega, \Omega cm, cm, cm^2\right]$$

(shih figurën 2-12).

Rezistenca specifike vëllimore matet me Ωcm, ose Ωm. Rezistenca sipërfaqësore e një dielektriku llogaritet sipas formulës:

$$(2\text{-}16)\ldots\quad R_s = \rho_s \frac{a}{b} \left[\Omega, \ \Omega\, cm, cm\right]$$

Rezistenca e izolacionit e një dielektriku do të llogaritet sipas formulës :

$$R_{iz} = \frac{R_v \cdot R_s}{R_v + R_s} \qquad (2\text{-}17)$$

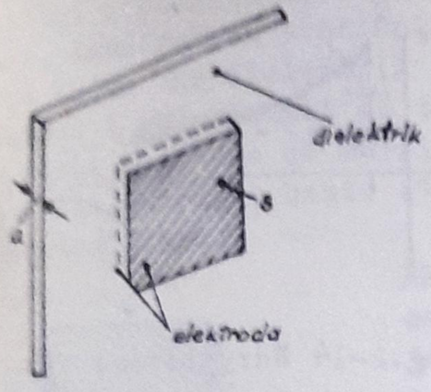


Fig.2-12.Një pjesë e një dielektriku të rrafshët me trashësi konstante (kondensator i rrafshët).

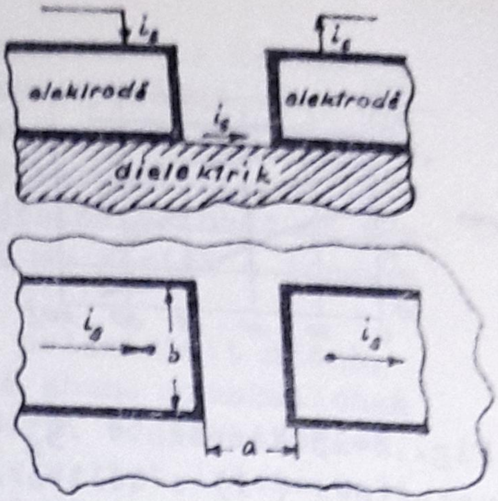


Fig.2-12.Parametrat që marrin pjesë në përcaktimin e rezistencës sipërfaqësore të dielektrikëve të ngurtë.

---

sepse të dy këto rezistenca lidhen në paralel.

Rezistenca specifike vëllimore (ρ_v) dhe ajo sipërfaqësore ρ_s zvogëlohet me lagështimin e dielektrikut. Shkalla e ndikimit të lagështisë në rezistencën specifike sipërfaqësore ρ_s varet nga lloji i dielektrikut. Sa më higroskopik të jetë dielektriku aq më tepër zvogëlohet ρ_s.

Në figurën 2-13 tregohet ndikimi i lagështisë relative të ajrit, në rezistencën specifike sipërfaqësore të disa materialeve izoluese.

Në qoftë se një dielektrik, me përcjellëshmëri jonike, vihet nën veprimin e një tensioni të vazhdueshëm mbi një vlerë kritike, do të konstatojmë se nëpër dielektrik kalon rrymë elektrike, e cila me kalimin e kohës zvogëlohet (kurba 1, në fig.2-14) deri në një vlerë të qëndrueshme, që është pikërisht rryma e përcjellshmërisë të dielektrikut.

Në qoftë se pas një kohe tensionin e jashtëm e heqim dhe elektrodat i lidhim në të shkurtër, do të vrej-

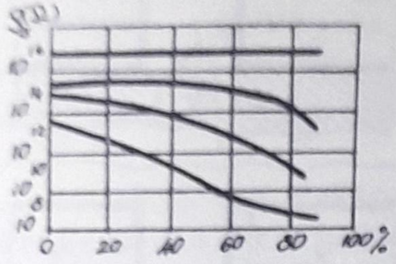


Fig. 2-13.Varësia e ρ_s e parafinës (1) e qelibarit (2),e shellakut (3) dhe e porcelanit të glazuruar (4) nga lagështia relative e ajrit rrethues.

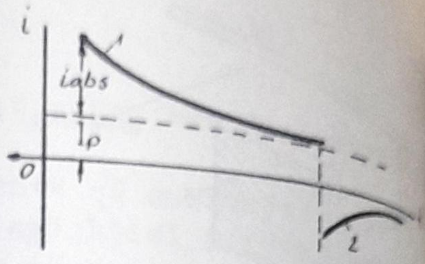


Fig.2-14 Ndryshimi i rrymës që kalon në dielektrik në varësi të kohës.

----

një rrymë (2), e cila zvogëlohet me kalimin e kohës deri në zero.

Siç shihet rryma në dielektrik ka dy komponente:

$$i = i_{abs} + I_p \qquad (2 - 18)$$

Komponentja e ndryshueshme i_{abs} quhet rryma e absorbimit, kurse I_p,quhet rryma e përcjellshmërisë.

Ekzistenca e rrymës të absorbimit mund të shpjegohet me efektin e polarizimit të shkaktuar nga lëvizja dhe nga grumbullimi i joneve në afërsi të elektrodave (fig. 2-15).

Nën ndikimin e fushës elektrike përtej një kufiri kritik fillon shkëputja e joneve nga vëllimi i dielektrikut. Këta jone grumbullohen në skajet e dielektrikut në afërsi të elektrodave. Sasia e joneve që vijnë në njësinë e kohës në afërsi të elektrodave në fillim është më e madhe se e atyre që neutralizohen në elektrodat. Si rrjedhim në skajet e dielektrikut, afër elektrodave, fillon, me kalimin e kohës të grumbullohen gjithmonë e më shumë jone,duke shkaktuar polarizimin e dielektrikut.

Tensioni i polarizimit U_p, i cili zmadhohet me kalimin e kohës, kundërshton tensionin e jashtëm, prandaj edhe rryma që kalon në dielektrik zvogëlohet me kalimin e kohës. Tensioni i polarizimit do të pushojë së rrituri, atëhere kur sasia e joneve që mbrrijnë në njësinë e kohës në skajet e dielektrikut është e barabartë me sasinë e joneve që neutralizohen.

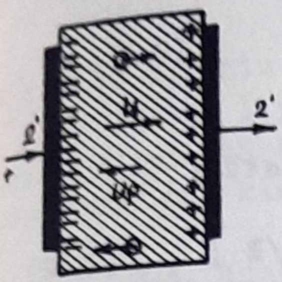


Fig.2-15.Polarizimi e dielektrikëve me përcjellshmëri jonike (polarizimi i tensionit të lartë).

Ekulibri i polarizimit ndodh, sepse sa më shumë grumbullohen jone në afërsi të elektrodave, aq më tepër rritet intensiteti i fushës elektrike lokale dhe si rrjedhim aq më shumë jone në njësinë e kohës do të neutralizohen. Tensioni i vendosur i polarizimit varet nga madhësia e tensionit të jashtëm U,që vepron midis elektrodave. Për të krijuar një ide, në figurën 2-16 tregohet tensioni i polarizimit i dielektrikut NaCl. Siç shihet, polarizimi fillon për tensionin afërsisht 1 kV. Tensioni i polarizimit merr vlerë edhe deri disa kV, prandaj ky lloj polarizimi quhet i tensionit të lartë.

Në qoftë se shënohet me R rezistenca e dielektrikut të papolarizuar, atëherë rryma që do të kalojë në dielektrik, kur ka filluar të ndodhë polarizimi i tensionit të lartë,do të jetë :

$$i = \frac{U - U_p(t)}{R} , \qquad (2\text{-}19)$$

ku $U_p(t)$ është tensioni i polarizimit, i cili ndryshon me kohën. Supozojmë se në dielektrik vepron tensioni U. Për efekt të polarizimit do të vendoset pas një kohe pak a shumë të gjatë tensioni i polarizimit U_p. Në çastin fille-

etar U_p (o) = 0, kurse për t→∞, U_p (∞)= U_p. Formula e mësipërme tregon se rryma në çastin fillestar do të marrë vlerën maksimale :

$$i(o) = \frac{U}{R} \qquad (2\text{-}20)$$

kurse për kohën ∞ merr vlerën minimale :

$$i_p = \frac{U-U_p}{R} \qquad (2\text{-}21)$$

Pra rryma maksimale e absorbimit do të jetë :

$$i_{abs\ maks} = i(0) - I_p = U_p/R \; ; \qquad (2\text{-}22)$$

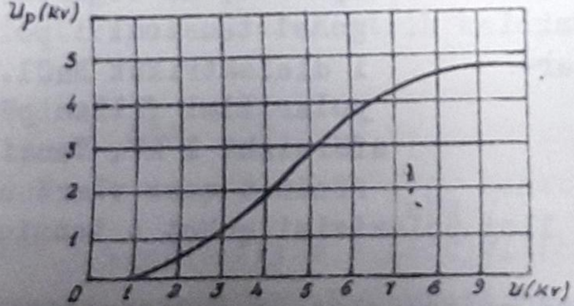


Fig.2-16. Varësia e tensionit të polarizimit nga tensioni i veprimit për dielektrikun jonik (NaCl ϑ= 15°C a = 0,38mm). Diagrami vlen për kohë të mëdha (teorikisht infinit).

Ligji i ndryshimit të rrymës të absorbimit varet nga ligji i formimit të polarizimit. Duhet vënë në dukje se *përveç këtij polarizimi në dielektrik* ndodhin edhe pola*rizimet e tjera të analizuara më parë,* d.m.th. ai elektro*nik, jonik etj.* sipas llojit të dielektrikut. Prandaj

tensioni i polarizimit U_p në fakt i përmban edhe ato polarizimë.

Kuptohet lehtë se po të hiqet tensioni i jashtëm dhe skajet e kondensatorit të lidhen në të shkurtër, në qark do të kalojë rryma.

$$i' = -\frac{U_p(t)}{R}, \qquad (2\text{-}23)$$

e cila me kalimin e kohës do të shuhet.

Shkaku i polarizimit të tensionit të lartë është prania e papastërtive. Dielektrikët idealë që nuk kanë papastërti nuk kanë polarizim të tensionit të lartë.

2-3. Humbjet në dielektrikët

Dielektrikët e vendosur në fushën elektrike mund të nxehen. Kjo nxehtësi shkaketohet nga humbjet dielektrike. Në dielektrikët që ndodhen në kondita të mira izolimi (p.sh. nuk kanë marrë lagështi të theksuar), humbjet dielektrike janë më të mëdha në rastin e rrymës alternative. Në rrymën e vazhduar humbjet dielektrike janë shumë të vogla, ato për temperatura të zakonshme mund edhe të mos merren parasysh.

Një dielektrik, i cili formon një kondensator, mund të paraqitet me një skemë elektrike (fig.2-17) të formuar prej një kapaciteti C_p dhe prej një rezistence R_p, të vendosur në paralel ose C_s, R_s të vendosur në seri.

Pavarësisht nga skema e zëvendësimit që pranojmë, këndi i zhvendosjes ndermjet tensionit dhe rrymës që përshkon kondensatorin me humbje mbetet po ai $(90 - \delta)$, ku δ përfaqëson këndin e humbjeve dielektrike.

Humbjet e fuqisë, sipas skemës "a", në fig.2-17 janë,

$$P = U^2/R_p$$

Meqenëse :

$$tg\,\delta = 1/\omega\, C_p R_p;$$

humbjet dielektrike mund të shprehen :

$$P = U^2 \omega\, C_p\, tg\,\delta\,. \qquad (2 - 24)$$

Në qoftë se pranojmë skemën seri të zevendësimit, do të kemi :

$$P = U^2 \omega\, C_s \frac{tg\,\delta}{1 + tg^2\delta}, \qquad (2 - 25)$$

sepse, siç mund të vertetohet lehtë nga zgjedhja e dy qarqeve paralel "a" dhe seri, "b", vlen marrëdhënja :

$$C_p = \frac{1}{1 + tg^2\delta}\, C_s \qquad (2 - 26)$$

Madhësia që karakterizon humbjet në një dielektrik është pra tg δ, e cila varet nga lloji i dielektrikut si dhe nga disa faktorë fizikë si temperatura, frekuenca e rrymës elektrike, intensiteti i fushës elektrike, shkalla e lagështisë, përmbajtja e papastërtive etj.

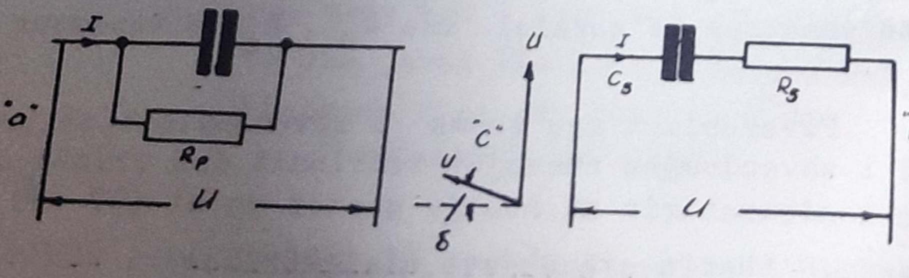


Fig.2-17. Skema e zevendësimit e një kondensatori real, për të caktuar humbjet dielektrike nën tensionin alternativ sinusoidal :
a) skema paralel e zevendësimit; b) skema seri
c) diagrama vektoriale e tensionit dhe i rrymës.

Në kondita të zakonshme humbjet dielektrike në gazet janë jashtëzakonisht të vogla, prandaj ato praktikisht nuk merren parasysh. Kur intensiteti i fushës elektrike kalon kufirin e jonizimit të gazeve, këto humbje zmadhohen në mënyrë të ndieshme.

Humbjet dielektrike në lëngjet shkaktohen nga dy faktorë kryesorë: nga rryma e përcjellshmërisë dhe nga polarizimi i dipoleve. Vajrat minerale, si p.sh. ai i transformatorëve ose i kondensatorëve janë dielektrikë jopolarë. Humbjet në to shkaktohen nga lëvizja e joneve dhe ekzistojnë si për rrymën alternative ashtu edhe për atë të vazhdueshme. Në figurën (2-18) tregohet varësia e tgδ nga temperatura, për vaj transformatori të pastërt (1) dhe me aciditet 0,25 mg KOH(2). Siç shihet, këndi i humbjeve dielektrike zmadhohet me rritjen e temperaturës në mënyrë eksponenciale.

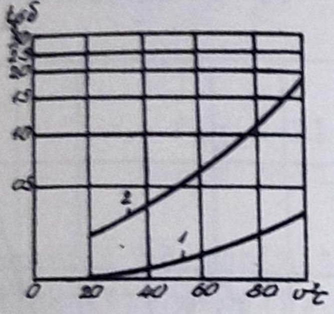


Fig.2-18. Varësia e tgδ e një vaji transformatori nga temperatura 1) vaj transformatori i pastër, 2) vaj transformatori në shfrytëzim me aciditet 0,25 mg KOH (kurbat janë nxjerrë për f= 50H_z).

Madhësia e tgδ në vajrat minerale mund të sherbeje si indeks për të përcaktuar gjendjen dhe sidomos vjetrimin e tyre. Rëndësi të madhe ka përcaktimi i tgδ në vajrat e kondensatorëve dhe të kablave.

Humbjet dielektrike në lëngjet polare janë më të mëdha se në ato jopolare. Karakteri i ndryshimit të tgδ është i ngjashëm si në dielektrikët polarë të ngurtë. Dielektrikët e ngurtë gjithashtu e ndryshojnë këndin e humbjeve dielektrike me ndryshimin e temperaturës. Karakteri i këtij ndryshimi varet në se dielektriku është ose jo polar. Zmadhimi i tgδ në dielektrikët e ngurtë jopolarë shkaktohet nga zmadhimi i përcjellshmërisë elektrike të tyre me rritjen e temperaturës. Duke u mbështetur në formulën (2-13) konstatojmë

se ligjshmëria e ndryshimit të tgδ mund të shprehet :

$$tg\delta = 1/\omega C_p R_p = A_1 e^{-B/T} \qquad (2\text{-}27)$$

Si shëmbëll i ndryshimit të tgδ, në varësi të temperaturës, në fig.2-19 tregohet karakteristika (dielektrik i ngurtë jopolar) e llakut silikoorganik.

Në dielektrikët e ngurtë polarë, përveç humbjeve të shkaktuara nga përcjellshmëria e dielektrikut, do të ketë edhe humbje për shkak të lëvizjes së dipoleve e cila shoqërohet me fërkime të brendshme. Temperatura, në dielektrikët polarë, zmadhon këndin e humbjeve dielektrike tgδ në mënyrë të theksuar, edhe për temperatura jo shumë të mëdha. Në fig.2-20 tregohet varësia e tgδ nga temperatura për kanifolën (dielektrik i ngurtë). Siç shihet, tgδ ka një maksimum që varet nga lloji i dielektrikut

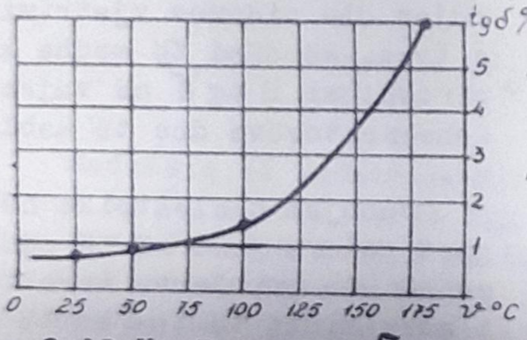


Fig.2-19. Varësia e tgδ nga temperatura e llakut silikoorganik.

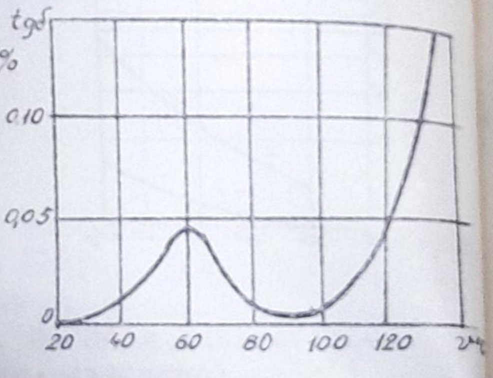


Fig.2-20 Varësia e tgδ nga temperatura për kanifolën.

polar. Për temperatura më të mëdha tgδ zvogëlohet deri në një vlerë minimale. Ky maksimum shpjegohet me faktin se për temperatura të ulta dipolet e kanë vështirë të orientohen sipas drejtimit të fushës, për shkak të viskozitetit të madh. Me rritjen e temperaturës vizkoziteti zvogëlohet dhe dipolet lëvizin më lehtë. Për zmadhim të mëtejshëm të temperaturës, lëvizja termike e fuqishme pen-

gon dipolet të orientohen sipas drejtimit të fushës elektrike. Humbjet zvogëlohen, por ato fillojnë përsëri të rriten si rrjedhim i smadhimit të theksuar të përcjellshmërisë elektrike të dielektrikut.

Këndi i humbjeve dielektrike ndryshon edhe në varësi të frekuencës së rrymës elektrike. Në dielektrikët jopolarë smadhimi i frekuencës nuk shkakton ndryshime të dukshme të tgδ, kurse në dielektrikët polarë tgδ smadhohet me rritjen e frekuencës deri në një vlerë maksimale; pastaj tgδ zvogëlohet (fig.2-21).

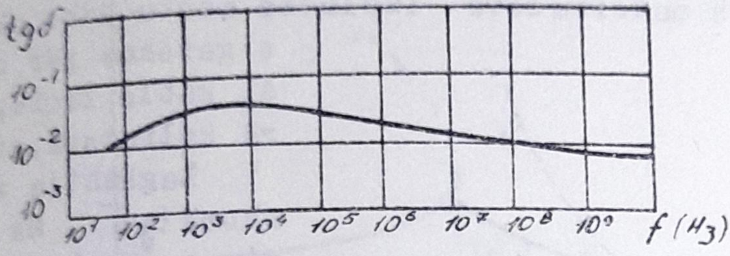


Fig.2-21. Varësia e tgδ nga frekuenca për poliklorvinilin (dielektrik polar).

Karakteri i ndryshimit të tgδ nga frekuenca mund të shpjegohet në këtë mënyrë. Për një temperaturë të caktuar të dielektrikut, do të ekzistojë një periodë rrotullimi e dipoleve, formula (2-8). Për frekuenca të ulëta, perioda e rrymës elektrike është më e madhe se perioda vetjake e rrotullimit të dipoleve τ, prandaj dipolet do të jenë në gjendje të ndjekin ndryshimin e drejtimit të fushës elektrike. Me rritjen e frekuencës do të rriten edhe humbjet në dielektrik. Për frekuenca të mëdha perioda e ndryshimit të fushës elektrike bëhet më e vogël se τ, dipolet nuk janë në gjendje të ndjekin ndryshimin e shpejtë të fushës elektrike. Si rrjedhim humbjet në dielektrik zvogëlohen aq më shumë sa më tepër rritet frekuenca. Me rritjen e temperaturës zhvendoset në të djathtë edhe maksimumi i tgδ. Ekzistenca e maksimumit në varësi të tgδ, si nga temperatura ashtu dhe nga frekuenca, sherben si

kriter për të përcaktuar karakterin dipolar të dielektrikëve qofshin të ngurtë apo të lëngët.

Këndi i humbjeve dielektrike zmadhohet edhe me rritjen e intensitetit të fushës elektrike. Ky zmadhim shpjegohet me faktin që përcjellshmëria e dielektrikëve zmadhohet me rritjen e intensitetit të fushës elektrike. Në dielektrikët që mbajnë gaze të mbyllura në vëllimin e tyre, rritja e tgδ bëhet mjaft e theksuar përtej një vlere kritike të tensionit (fig. 2-22). Ky zmadhim shpjegohet me jonizimin e gazeve të mbyllur në dielektrik. Ky fakt i rëndësishëm shfrytëzohet në praktikë për të vërtetuar qënjen ose jo të gazeve të mbyllura si gjatë prodhimit të materialeve izoluese ashtu edhe në pajisjet e gatshme për shfrytëzim, si kabla fuqie, izolatorë kalimtarë, etj.

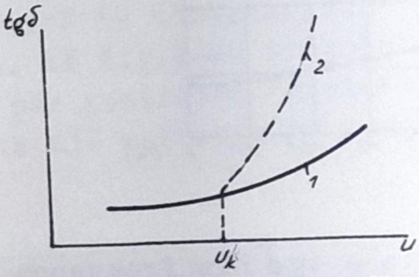


Fig.2-22. Ndryshimi i tgδ në varësi të tensionit: 1) dielektrik pa mbyllje gazore, 2) me mbyllje gazore.

Lagështia zmadhon shumë tgδ. Me zmadhimin e përmbajtjes së lagështisë në dielektrik zmadhohet përcjellshmëria e dielektrikut. Prandaj zmadhimi i tgδ në një aparat elektrik tregon se ai mund të ketë marrë lagështi.

Një dielektrik me karakteristika të mira izoluese ka tgδ të vogël. Por në qoftë se gjatë prodhimit të tij kanë depërtuar në vëllimin e tij ose në sipërfaqe papastërti me karakteristika të ulta dielektrike, këndi i humbjeve dielektrike mund të zmadhohet.

Shpimi i dielektrikëve

Në qoftë se një dielektrik vendoset midis dy elektrodave të rrafshta, si në fig. 2-1, dhe tensioni të zmadhohet, në dielektrik do të kalojë rrymë elektrike gji-

thajë e më e madhe. Rryma, sikurse u analizua më parë, shkaktohet nga përcjellshmëria e dielektrikut. Në fig. 2-23, tregohet karakteri i ndryshimit të rrymës që përshkon dielektrikun në varësi të tensionit (tension i vashduar). Çdo vlere të tensionit $U < U_d$ i perket një vlefte e rrymës i. Për $U \geq U_d$, rryma që përshkon dielektrikun, nuk është më e qëndrueshme. Me kalimin e kohës ajo zmadhohet panderprerje, deri sa të shkaktohet një shkëndi e fuqishme elektrike ose hark elektrik, i cili shkarkon kondensatorin. Thuhet se dielektriku u shpua. Tensionin e shpimit të dielektrikut do ta shënojmë me U_d.

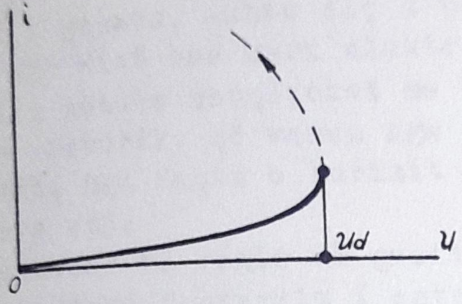


Fig.2-23. Karakteri i ndryshimit të rrymës në një dielektrik, në varësi të tensionit.

Në qoftë se dielektriku ndodhet në fushë elektrike të njëtrajtshme, mund të përcaktohet edhe intensiteti i shpimit :

$$E_d = U_d/a \quad .... \quad (2\text{-}28)$$

Tensioni U_d dhe intensiteti E_d përfaqësojnë qëndrueshmërinë elektrike të një materiali izolues. Çdo material izolues ka një qëndrueshmëri elektrike të caktuar, veçse në kondita të caktuara.

Qëndrueshmëria elektrike e materialeve izoluese ka rëndësi shumë të madhe praktike. Prej saj përcaktohen dimensionet dhe format e një aparati elektrik të tensionit të lartë. Qëndrueshmëria elektrike varet nga shumë faktorë fizikë që veprojnë mbi dielektrikun. Në radhë të

parë ndikon gjendja fizike e dielektrikut: e gaztë, e ngurtë ose e lëngët. Prandaj edhe studimin e qëndrueshmërisë do ta ndajmë sipas këtyre tri gjendjeve.

KAPITULLI III

Shpimi i gazeve

Shpimi i gazeve, ashtu siç u përmend më sipër, shoqërohet me një xixë ose hark elektrik.

Shpimi i gazeve shoqërohet me disa stade ndermjetëse shkarkimi elektrik, që varen nga disa faktorë: nga presioni i gazit, nga fuqia e burimit elektrik, nga forma e elektrodave etj.

Për presione të vogla të gazit , $p \leq 10$ mm Hg, ndodh i ashtuquajturi "shkarkim i qetë". Karakteristike për këtë është se shkarkimi zhvillohet gjatë gjithë sipërfaqes së elektrodave, p.sh. në llampat me gaz neoni, zhive, etj.

Për presione më të mëdha se 10 mm Hg, p.sh. në presionin atmosferik, shkarkimi elektrik përqëndrohet në një kanal në formën e një xixe ose harku. Kjo varet nga fuqia e burimit ushqyes elektrik. Kur burimi është i dobët, shkarkimi shoqërohet me xixë, në rast të kundërt me hark. Në këto raste thuhet se ka ndodhur një "shkarkim në formë kanali".

Në qoftë se fusha elektrike, midis elektrodave, është jo e njëtrajtshme para se të ndodhë shpimi i gazit, do të ndodhin shkarkime lokale në afërsi të elektrodave, ku intensiteti i fushës elektrike ka vleftat më të mëdha. Ky fenomen quhet "shkarkim kurorë".

Meqenëse gazet kanë përcjellshmëri jashtëzakonisht të vogël elektrike, shkarkimet në to mund të kuptohen vetëm po të pranojmë një zmadhim të theksuar të përcjellshmërimë së gazit, ose një jonizim të fuqishëm të

tij. Prandaj për të studjuar shkarkimet në gaze, që ka në rëndësi shumë të madhe për teknikën e izolacionit, duhet të analizojmë mundësinë e fuqizimit të jonizimit të gazeve.

3-1. Shkarkimi në fushën e njëtrajtshme dhe pothuaj të njëtrajtshme.

Gazet nën ndikimin e fushës elektrike të fuqishme mund të zmadhojnë shkallën e jonizimit të tyre. Në qoftë se në gaz, brenda fushës elektrike, çfaqet një elektron i lirë, ai do të nxitohet dhe do të fitojë energji kinetike të konsiderueshme. Duke u përplasur me molekulat neutrale të gazit elektroni mund t'i jonizojë ato (jonizimi me përplasje). Nga pikëpamja sasiore paraqet interes njohja e numrit të jonizimeve që do të kryejë elektroni në njësinë e rrugës, p.sh. në 1 cm., në drejtim të fushës elektrike. Kjo madhësi e rëndësishme quhet "koeficient vëllimor i jonizimit" dhe do ta shënojmë me α.

Përcaktimi i koeficientit α mund të bëhet duke pranuar thjeshtimet e mëposhtme

1) elektroni lëviz në drejtim të fushës elektrike dhe jo në mënyrë zigzage, d.m.th. eliminohet lëvizja kaotike termike e tij;

2) gjatë procesit të përplasjes, elektroni i jep molekulës përkatëse gjithë energjinë kinetike që disponon ose që ka fituar nga fusha elektrike ;

3) në qoftë se energjia kinetike që disponon elektroni është më e vogël se ajo e jonizimit të parë të gazit (W_{jl}), elektroni nuk jonizon asnjëherë. Kur energjia kinetike e tij është e barabartë ose më e madhe se W_{jl}, elektroni jonizon me përplasjen e parë.

Duke u mbështetur në këto hipoteza, Taunsendi përcaktoi koeficientin vëllimor të jonizimit me elektrone α.

Që të jonizojë elektroni në fushën elektrike me intensitet E duhet të bredhë i lirë të paktën një rrugë

kritike x_j, që energjia e fituar të jetë (q- është ngarkesa e elektronit):

$$W = q . X_j E \geqslant W_j = q U_j ;$$

ose $$x_j \geqslant U_j / E \qquad (3-1)$$

Probabiliteti që elektroni të bredhë i lirë rrugën $x \geq x_j$, jepet prej formulës (1-14);

$$p(x_j) = e^{-x_j/\lambda e}$$

Gjatë rrugës prej 1 cm. elektroni do të përplaset,

$$Z = 1/\lambda e$$

Prej këtyre përplasjeve, vetëm një pjesë do të përfundojë në jonizime, dhe pikërisht ato ecje të lira të elektronit që kanë rrugë të lirë $x \geqslant x_j$. Pra numri i jonizimeve në 1 cm. dhe si rrjedhim koeficienti α, do të shprehet prej formulës :

$$\alpha = \frac{1}{\lambda_e} e^{-xj/\lambda_e} \qquad (3-2)$$

Duke u mbështetur në formulën (1-10), mund të shkruajmë:

$$\lambda_e = k T/\pi r^2 p = 1/Ap,$$

duke shfrytëzuar (3-1), do të marrim :

$$\alpha = A p e^{-Bp/E} \qquad (3-3)$$

ku $B = A U_j$.

Konstantet A dhe B varen nga lloji i gazit. Për ajrin ato kanë vlerat : A = 14,6 (1/cm.mmHg); B = 365 (V/cm.mmHg). Formula (3-3) mund të vihet në formën :

$$\alpha/p = A\, e^{-B/E/p} = f(E/p) \qquad (3\text{-}4)$$

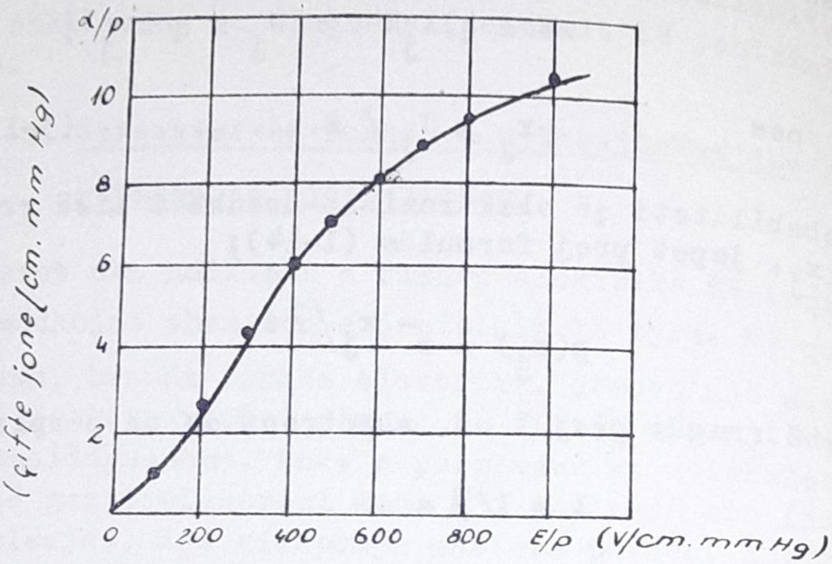


Fig.3-1. Krahasimi i kurbës, sipas formulës (3-4), me të dhënat eksperimentale (pikat). Kurba është llogaritur për A = 14,6 dhe B = 365.

Në fig.3-1 tregohet varësia e raportit α/p, në varësi të E/p, sipas formulës (3-4) si dhe të dhënat eksperimentale (pikat në grafik). Sikurse shihet eksperimenti përputhet mjaft mirë me teorinë, gjë që tregon se këto hipoteza janë të pranueshme.

Duke u mbështetur në koeficientin α, mund të përcaktohet numri i elektroneve që do të mbrrijnë në anodë si përfundim i jonizimeve me përplasje.

Proçesi i jonizimit të gazit do të zhvillohet si vijon: në qoftë se në afërsi të katodës lind një elektron nga një burim i jashtëm energjetik, ai duke lëvizur në drejtim të anodës, do të jonizojë gazin. Në këtë mënyrë, gjatë rrugës për në anodë do të lindin elektrone të reja të cilat nga ana e tyre do të kryejnë jonizime të reja. Elektronet e lira do të shumëzohen gjatë rrugës për në anodë, duke formuar valangë ose "ortek

të elektroneve".

Le të pranojmë se prej 1 cm^2 të sipërfaqes së katodës, nga një burim i jashtëm energjetik, lindin n_o elektrone për çdo sekondë. Në varësi të largësisë së brëdhur x (fig.3-2) ky numër do të rritet. Le të jetë n numri i elektroneve që kalojnë në çdo sekondë, në largësinë x. Gjatë rrugës elementare dx numri i elektroneve do të zmadhohet me dn. Numri i përplasjeve i një elektroni, me aftësi jonizimi, gjatë rrugës dx, do të jetë αdx. Pra n elektronet, gjatë rrugës dx, do të kryejnë

$$dn = \alpha . dx . n$$

jonizime. Duke integruar këtë ekuacion diferencial, do të marrim :

$$n = n_o e^{\alpha x} \qquad (3-5)$$

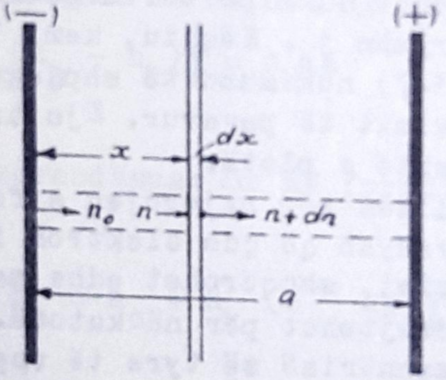


Fig.3-2. Skema për llogaritjen e ortekut të elektroneve

Sasia e elektroneve që do të mbrrijë në anodë në një sekondë në 1 cm^2 të saj, do të jetë :

$$n_a = n_o e^{\alpha a} \qquad (3-6)$$

Formula (3-5) tregon se numri i elektroneve rritet me largësinë në drejtim të anodës, në mënyrë eksponenciale. Duke shumëzuar të dy anët e barazimit (3-6), me ngarkesën e elektronit, do të gjejmë densitetin e rrymës.

$$j_a = j_o e^{\alpha a} \qquad (3-7)$$

Formula (3-7) mund të sherbejë për të caktuar me rrugë eksperimentale koeficientin :

$$\alpha = \ln(j_2/j_1) \Big/ (a_1-a_2) \qquad (3\text{-}8)$$

Nga studimi i valangës së elektroneve, mund të nxjerrim përfundimin se densiteti i rrymës zmadhohet në mënyrë eksponenciale. Por që të ekzistojë rryma në anodë është e domosdoshme ekzistenca e j_0, e cila mbahet nga burime energjetike të jashtme. Duke zhdukur faktorët e jashtëm, rryma anodike zhduket gjithashtu. Atëherë kemi të bëjmë me një "shkarkim të varur".

Në qoftë se tensioni midis elektroneve rritet, do të ndodhë së për një vlerë kritike U_d rryma në anodë të vazhdojë të ekzistojë edhe po të largohen faktorët e jashtëm që krijojnë rrymën j_0. Kështu, kemi "shkarkim të pavarur". Formula (3-7) nuk mund të shpjegojë faktin eksperimental të shkarkimit të pavarur. Kjo tregon se formula e permendur nuk është e plotë.

Gjatë analizës për nxjerrjen e formulës (3-7) nuk kemi marrë parasysh që çdo elektron i lindur, si përfundim i një jonizimi, shoqërohet edhe me lindjen e një joni pozitiv, që drejtohet për në katodë. Jonet pozitive për shkak të lëvizshmërisë së tyre të vogël ($k_j \ll ke$), nuk kryejnë jonizime suplementare, por ato duke takuar në sipërfaqen e katodës kanë mundësi të shkaktojnë "jonizimin sipërfaqësor" dhe të lirojnë elektrone të lira prej sipërfaqes së katodës. Ky faktor bëhet aq më i theksuar sa më i madh është numri i joneve pozitive që vijnë, në njësinë e kohës në katodë dhe sa më e fuqishme është fusha elektrike (E).

Në qoftë se shënohet me γ, probabiliteti që ka joni pozitiv, kur neutralizohet në katodë, të lirojë një elektron të lirë nga siprfaqja e katodës, mund të përcaktohet ndikimi i joneve pozitive në procesin e shkarkimit.

Le të mendojmë se vazhdon akoma burimi i jashtëm energjetik, që shkëput nga katoda nga çdo cm^2 e saj dhe

në çdo sekondë n_o elektrone. Për shkak të jonizimit sipërfaqësor, të shkaktuar nga jonet pozitive, numri i elektroneve do të zmadhohet me Δn. Pra nga katoda ($1 cm^2$) në njësinë e kohës do të dalin

$$n_k = n_o + \Delta n, \qquad (3\text{-}9)$$

elektrone. Numri i elektroneve që do të mbrijnë në anodë do të jetë

$$n_a = n_k e^{\alpha a} \qquad (3\text{-}10)$$

Sasia e joneve që do të krijohen në paralelopipedin me bazë $1 \ cm^2$ dhe lartësi a, do të jetë $n_a - n_k$. Këto jone do të lindin në katodë në sipërfaqen përkatëse:

$$\Delta n = (n_a - n_k)\gamma = n_k(e^{\alpha a} - 1)\gamma, \qquad (3\text{-}11)$$

elektrone.

Duke zevendësuar Δn në formulën (3-9), do të marrim :

$$n_k = n_o + n_k(e^{\alpha a} - 1)\gamma,$$

$$n_k = \frac{n_o}{1 - \gamma(e^{\alpha a} - 1)}$$

ose

$$n_a = \frac{n_o e^{\alpha a}}{1 - \gamma(e^{\alpha a} - 1)} \qquad (3\text{-}12)$$

Duke shumëzuar të dy anët e barazimit (3-12), me ngarkesën e elektronit, do të marrim përfundimisht formulën :

$$j_a = \frac{j_o e^{\alpha a}}{1 - \gamma(e^{\alpha a} - 1)} \qquad (3\text{-}13)$$

Sikurse shihet, formula (3-13) puthitet me atë (3-7) në qoftë se nuk merret parasysh ndikimi i joneve ($\gamma = 0$). Formula (3-13) tregon se edhe kur zhduket burimi i jashtëm ($j_o = 0$) rryma në anodë mund të ekzistojë në qoftë se emëruesi bëhet gjithashtu zero

Pra kondita e shkarkimit të pavarur duhet kërkuar në barazimin :

$$\gamma(e^{\alpha a} - 1) = 1 \qquad (3\text{-}14)$$

Kuptimi fizik i formulës (3-14) është i tillë që jonet pozitive që lindin nga çfaqja e një elektroni në katodë nxjerrin një elektron po nga katoda. Kështu, ekulibri i shkarkimit vetëmbahet, pa patur nevojë nga faktorë të jashtëm. Në fakt $e^{\alpha a} - 1$ përfaqëson numrin e joneve të krijuar nga një elektron i lindur në katodë. Kurse $\gamma(e^{\alpha a} - 1)$ numrin e elektroneve të nxjerra nga katoda prej joneve $e^{\alpha a} - 1$. Pra (3-14) përfaqëson konditën e shkarkimit të pavarur.

Koeficienti γ është koeficienti i dytë i jonizimit i Taunsendit. Vlera e këtij koeficienti jepet në tabelën 3-1 për elektroda alumini, bakri dhe hekuri. Siç shihet, në katodën prej hekuri duhet të neutralizohen 100 jone që të shkëputen prej saj 2 elektrone.

Kondita e shkarkimit të pavarur (formula 3-14) mund të vihet në formën

$$\alpha a = \ln(1 + 1/\gamma), \qquad (3\text{-}15)$$

e cila vlen për fushën e njëtrajtshme. Në mënyrë të përgjithshme, për fushën jo të njitrajtshme, kondita e shkarkimit të pavarur do të jetë :

$$\int_0^a \alpha \, dx = \ln(1 + 1/\gamma) \qquad (3\text{-}16)$$

Formula (3-16) barazohet me atë (3-15), kur fusha është e njëtrajtshme, sepse α, nuk ndryshon në qoftë se intensiteti i fushës elektrike në gjithë hapësirën midis elektrodave nuk ndryshon shih formulën (3-3).

Le të kërkojmë tensionin e shkarkimit në fushën elektrike të njëtrajtshme. Duke zevendësuar koeficientin α, sipas formulës (3-3), ku intensiteti i fushës elektrike, zevendësohet sipas formulës :

$$E = U/a ,$$

në formulën e shkarkimit të pavarur (3-15) do të marrim shprehjen :

$$Apa\, e^{-Bpa/U_d} = \ln(1 + 1/\gamma),$$

ku në vend të tensionit U është vendosur tensioni i shkarkimit (shpimit) U_d.

Tabela 3-1.

Katodë	Al	Cu	Fe
γ	0,035	0,025	0,020

Së fundi, duke e tranformuar shprehjen e sipërme do të marrim formulën e Pashenit :

$$U_d = \frac{B\, pa}{\ln\left[\dfrac{A\, pa}{\ln(1+1/\gamma)}\right]} \qquad (3\text{-}17)$$

Në formulën (3-17) koeficienti γ konsiderohet si i pavarur nga tensioni, në fakt, me zmadhimin e intensitetit të fushës elektrike, energjia kinetike e joneve ndryshon, si rrjedhim dhe koeficienti γ. Por në praktikë, për të lehtësuar llogaritjet γ pranohet e pandryshueshme, gjë e cila dha mundësi të nxirret formula (3-17). Kjo formulë është vertetuar me përpikmëri mjaft të madhe nga eksperimentet.

Në fig.3-3 tregohet varësia e tensionit të shpi-

mit të ajrit nga produkti (pa), e llogaritur sipas formu-
lës (3-17) dhe e përcaktuar në mënyrë eksperimentale.

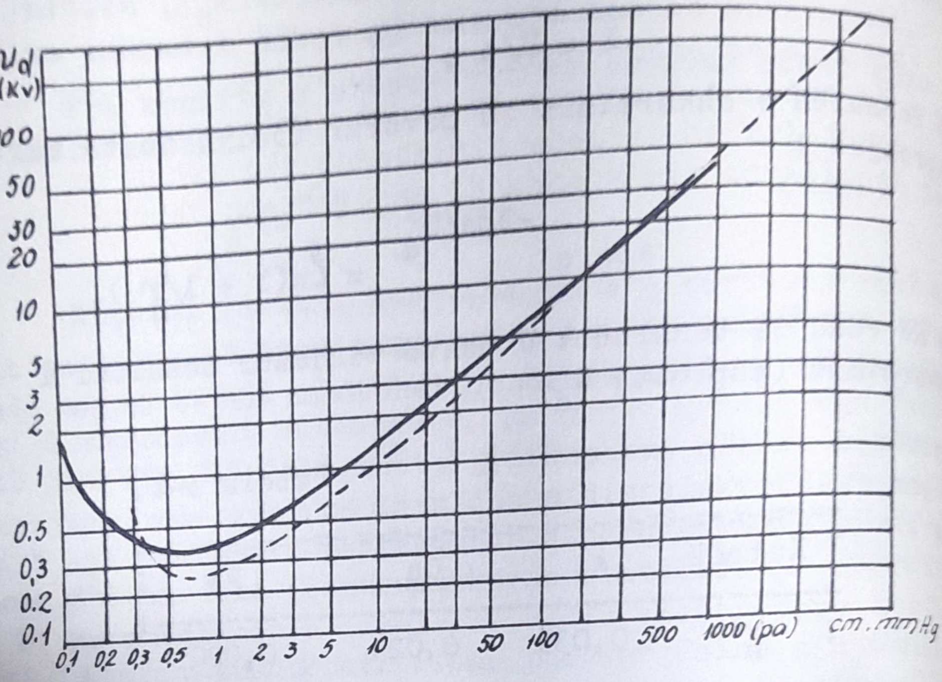


Fig.3-3. Tensioni i shkarkimit në ajër, në vartësi të produktit (pa). Kurba e vijëzuar është teorike, e plota eksperimentale (elektroda bakri).

Mospërputhje në ligjin e Pashenit ka për (pa) shumë të vogla dhe për (pa) të mëdha. E rëndësishme në ligjin e Pashenit është ekzistenca e një tensioni minimal shkarkimi U_{dmin}. Kjo tregon se për tensione më të vogla se U_{dmin} nuk mund të ekzistojnë shkarkime elektrike. Tensioni minimal ndodh për vlerën kritike $(pa)_k$, e cila përcaktohet prej shprehjes :

$$\ln \frac{A(pa)k}{\ln(1+1/\gamma)} = 1, \qquad (3\text{-}18)$$

e cila gjendet duke bërë derivatin baras me zero të ekuacionit (3-17). Tensioni U_{dmin} përcaktohet prej formulës :

$$U_{dmin} = B(pa)_k \qquad (3\text{-}19)$$

Përputhja e ligjit të Pashenit me eksperimentin për(pa) të vogla verteton mekanizmin e shkarkimit sipas Taunsendit. Shkaku i mospërputhjeve për (pa) të vogla mund të shpjegohet në këtë mënyrë: produkte (pa) shumë të vogla praktikisht mund të realizohen për presione shumë të vogla, d.m.th. në vakuum të thellë. Me zvogëlimin e presionit të gazit gjatësia mesatare e rrugës së lirë të elektroneve zmadhohet (formula 1-10). Për vakuum të thellë λ_e bëhet më e madhe se largësia midis elektrodave, prandaj jonizime me përplasje praktikisht nuk ekzistojnë si rrjedhim edhe gjithë mekanizmi i Taunsendit nuk është i vlefshëm. Kështu, për (pa) shumë të vogla kemi të bëjmë me një fenomen tjetër që quhet shkarkimi në vakuum se "qëndrueshmëria e vakuumit".

Për (pa) shumë të mëdha mospërputhjet shkakëtohen nga fusha elektrike suplementare e krijuar nga jonet pozitive (ngarkesa vëllimore,) të cilat lëvizin ngadalë në drejtim të katodës. Gjithashtu, ndikim ushtron edhe të mosqënurit e sipërfaqes së elektroneve plotësisht e lëmuar. Në pika të ndryshme të elektrodave lindin përqëndrime të fushës elektrike që zmadhojnë intensitetin lokal të fushës elektrike.

Devijimet e tensionit të shkarkimit U_d, për (pa) të mëdha, tregohen në fig.3-4).

Ligji i Pashenit, në praktikë, jepet në varësi të densitetit relativ të ajrit δ. Densiteti relativ i ajrit varet nga presioni dhe temperatura e gazit:

$$\delta = \frac{p}{P_0} \cdot \frac{T_0}{T}$$

ku p_0 = 760 mm Hg është presioni normal atmosferik, kurse $T_0 = 293^0K$, është temperatura normale e gazit ($\vartheta = 20^0C$). Pra densiteti relativ i ajrit do të jetë :

$$\delta = 0,386 \frac{P}{273 + \vartheta} \qquad (3\text{-}20)$$

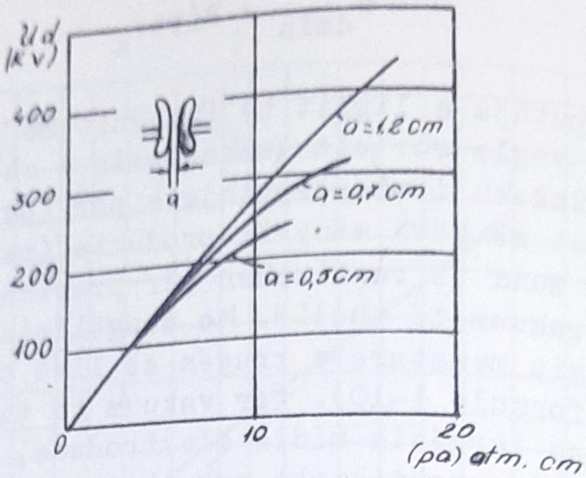


Fig.3-4. Varësia e tensionit të shkarkimit në ajër për (pa) të mëdha.

Në qoftë se në formulën (3-17) zevendësohet presioni i gazit P, sipas formulës (3-20), ligji i Pashenit do të marrë formën :

$$U_d = \frac{B'(\delta a)}{\ln\left[\frac{A'(\delta a)}{\ln(1+1/\gamma)}\right]} \qquad (3\text{-}21)$$

Për vlera të mëdha të largësisë midis elektrodave ligji i Pashenit përfaqëson afërsisht një varësi lineare. Prandaj në praktikë mund të përdoret formula e thjeshtë (për ajrin):

$$U_d = 1,36 + 30\delta a, \qquad (3\text{-}22)$$

ku U_d shprehet në kv., kurse a shprehet në cm. Sikurse shihet intensiteti i shkarkimit

$$E_d = dU_d/da = 30\delta, \qquad (3\text{-}23)$$

për kondita normale temperatura dhe shtypjeje është 30 kV/cm.

Përveç devijimeve për (pa) shumë të vogla dhe të mëdha, ligji i Pashenit nuk mund të shpjegojë fakte të rëndësishme për shkarkimet elektrike në gazet, siç është vonesa e shkarkimit. Provat treguan se prej çastit të vendosjes së tensionit deri në çastin e shkarkimit elektrik midis elektrodave, nevoitet një kohe më e vogël se ajo që parashikohet prej teorisë së Taunsendit. Prandaj kjo teori nuk është e plotë. Ndikimi i ngarkesave vëllimore (jo-neve pozitive) është i madh. Intensiteti i fushës elektrike fuqizohet prej këtyre ngarkesave dhe koha e sharkimit zvogëlohet. Si rrjedhim ligji i Pashenit, i cili është një produkt i teorisë Taunsendit, mund të konsiderohet i vlefshëm për presione relativisht të vogla kur shkarkimi ndodh gjatë të gjithë sipërfaqes së elektrodave.

3-2. Gazet me qëndrueshmëri elektrike të madhe.

Një nga problemet themelore të tensioneve të larta është qëndrueshmëria elektrike e izolacionit dhe sidomos e gazeve, të cilat praktikisht rrethojnë çdo pajisje elektrike. Ligji i Pashenit na tregon se për të zmadhuar qëndrueshmërinë elektrike të gazeve, duhet të zmadhohet produkti (pa). Zmadhimi i presionit, nga pikëpamja praktike, kufizohet në përdorim, sepse nderlikon pajisjet elektrike, sidomos nga ana e hermetizimit. Kjo mënyrë përdoret në praktikë vetëm për pajisje speciale. Zmadhimi i largësisë midis elektrodave përdoret në përgjithësi në praktikën e ndertimit të pajisjeve elektrike. Duhet patur parasysh se zmadhimi i përmasave i shtrejton pajisjet elektrike.

Për të zvogëluar përmasat e pajisjeve elektrike, në disa raste, përdoren gaze që kanë qëndrueshmëri elektrike më të madhe se ajri. Në praktikë ekzistojnë disa "gaze koloidale" që kanë qëndrueshmëri elektrike mjaft të madhe. Këto janë : freoni ($C\,Cl_2\,F_2$) dhe elegazi (SF_6).

Shkaqet e zmadhimit të qëndrueshmërisë për këto gaze janë :

1) rruga e lirë mesatare e elektroneve (λ_e) është e vogël, sepse këto gaze i kanë molekulat me rreze të mëdha dhe ;

2) aftësia e molekulave për të thithur elektrone të lirë, është e madhe, sidomos në atomin e klorit ose të florit.

Temperatura e lëngështimit për freonin është -30^oC, kurse e elegazit $- 62^oC$ (për presionin atmosferik). Qëndrueshmëria elektrike e freonit është 2,4 deri 2,6 herë, kurse e elegazit 2,3 deri 2,5 herë më e madhe se e ajrit, (për presionin atmosferik). Ekzistojnë edhe gaze të tjera me qëndrueshmëri të lartë elektrike, por ato nuk gjejnë zbatime praktike, përshkak se temperatura e lëngështimit të tyre është në kufijt e temperaturave të punës të pajisjeve elektrike.

Gazet me qëndrueshmëri të lartë elektrike përdoren në ato, raste, ku kërkohet një zvogëlim i përmasave të aparateve elektrike, p.sh. në aparatet rentgen, në gjeneratorët elektrostatikë etj. Më i lirë është feroni. Elegazi ka leverdi të përdoret me presion të lartë, rreth 20 atmosferë.

3-3. Qëndrueshmëria elektrike e vakuumit.

Në vakuum të thellë, procesi i jonizimit me përplasje nderpritet. Eksperienca, me gjithatë, tregon se shkarkim elektrik mund të ndodhë edhe kur elektrodat vendosen në vakuum. Pra mund të flitet për qëndrueshmëri të vakuumit, përcaktimi i së cilës ka rëndësi praktike për aparatet që punojnë me vakuum të thellë siç janë aparatet rentgen, kenotronët ose pajisjet elektrike që mund të punojnë me kozmos.

Proçesi i shkarkimit elektrik në vakuum ndodh në këtë mënyrë: me zmadhimin e tensionit, në fillim çfaqet një rrymë shumë e dobët, e cila vjen gjithmonë duke u rritur. Për një vlerë kritike të tensionit rryma zmadhohet shumë shpejt. Ndermjet elektrodave lind një xixë ose hark, karakteristike si për të gjitha shkarkimet në gaze. Ky tension

kritik, ose intensiteti përkatës i fushës elektrike, quhet qëndrueshmëri elektrike e vakuumit.

Shpjegimin e këtij fenomeni e dha teoria e kuanteve. Për shkak të lëvizjes termike, elektronet e lira në katodë mund të dalin prej sipërfaqes së saj. Por shumë shpejt kthehen në katodë për shkak të forcave tërheqëse të ngarkesave pozitive. Sa më e madhe është temperatura e katodës aq më shumë elektrone dalin dhe hyjnë në katodë, dhe aq më larg sipërfaqes së katodës depërtojnë. Ky fenomen ka natyrisht karakter statistikor.

Elekętronet që rastësisht dalin prej katodës, ndikohen nga fusha elektrike e jahtùe e krijuar nga tensioni midis anodës dhe katodës. Nuk përjashtohet mundësia që disa elektrone të shkëputen prej katodës me ndihmën e fushës elektrike të jashtme.

Mekanika kuantike jep mundësi të llogaritet pikërisht kjo rrymë e shkaktuar nga dalja e elektroneve prej katodës me anë të formulës :

$$j = a E^2 \cdot e^{-b/E} \qquad (3\text{-}24)$$

ku j është densiteti i rrymës, kurse a dhe b, konstante që varen nga lloji i materialit të katodës dhe nga temperatura e saj. Formula (3-24) është në përputhje të plotë me të dhënat eksperimentale, veçse për largësi të vogla midis elektrodave. Për largësi relativisht të mëdha elektronet që shkëputen prej katodës fitojnë shpejtësi kolosale dhe bombardojnë anodën në mënyrë të fuqishme. Prej sipërfaqes së anodës shkëputen fotone me energji të madhe. Një pjesë e rrezatimit fotonik godet sipërfaqen e katodës dhe bëhet shkak i shkëputjes së elektroneve të reja (jonizimi sipërfaqësor). Ky fenomen zmadhon në mënyrë të theksuar rrymën elektrike në anodë. Eksperienca e vërteton këtë fakt. Me zmadhimin e largësisë midis elektrodave zvogëlohet intensiteti i shkarkimit.

Në fig.3-5 tregohet qëndrueshmëria e vakuumit për elektrodë çeliku të paoksidueshme, sferë (me diametër 25mm) rrafsh. Sikurse shihet, me zmadhimin e largësisë midis ele-

ktrodave, intensiteti i shkarkimit zvogëlohet mjaft, me gjithatë ai ruan vlera të konsideruashme po të krahasohet me ajrin në kondita normale, p.sh. për largësinë 1 cm. midis elektrodave tensioni i shkarkimit është afro 300 kV, d.m.th. rreth dhjetë herë më i lartë se në ajër.

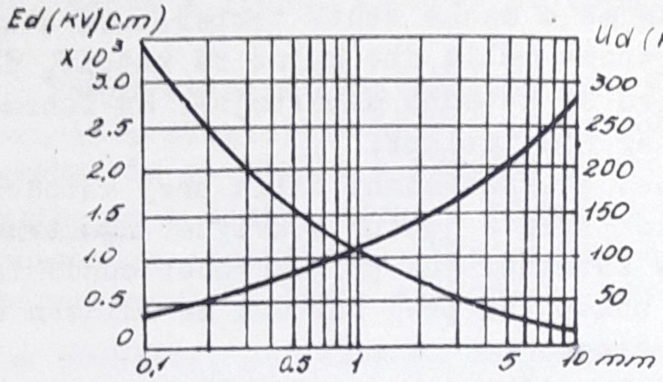


Fig.3-5. Varësia e intensitetit dhe e tensionit të shkarkimit nga largësia midis elektrodave në vakuum (elektroda prej çeliku të paoksidueshëm, sferë me diametër 25mm. dhe rrafsh)

3-4. Koha e vonesës së shkarkimit

Shkarkimi për presione të vogla, ose shkarkimi i qetë zhvillohet në gjithë sipërfaqen e elektrodave dhe në gjithë vëllimin e gazit. Proçesi i shkarkimit në këto raste fillon në katodë dhe shpërndahet gradualisht deri në anodë. Teoria e Taunsendit, e cila shpjegon mjaft mirë fenomenet e shkarkimit për (pa) të vogla, nuk është në gjendje të japë sqarime për (pa) të mëdha, për arësye se në këto raste çfaqen fenomene të ndryshme, siç janë :

1) Zhvillimi i shkarkimit në formë kanali;

2) koha e shkarkimit, sidomos për largësi të mëdha midis elektrodave.

Në teorinë e Taunsendit nuk merret parasysh ndikimi i ngarkesave vëllimore, mundësia e jonizimit me anë të fotoneve (fotojonizimi) në vëllimin e gazit midis

elektrodave.

Për shpjegimin e fenomeneve të përmendura më sipër, në kohën e sotme pranohet "teoria strimetrike e shkarkimit" e cila mund të shpjegojë shkarkimin në formë kanali vetëm nga pikëpamja kualitative. Kjo teori bazohet kryesisht në të dhënat eksperimentale. Nga ana matematike ajo nuk është përpunuar akoma.

Për studimin eksperimental të shkarkimit në fushën afërsisht të njëtrajtshme, mund të sherbejë dhoma e Vilsonit (fig.3-6), Pjesa e sipërme dhe e poshtme e dhomës sherbejnë njëkohësisht si elektroda (3). Elektroda e poshtme është e ndertuar në formë rrjeti dhe sherben për rrollimin e avujve të ngopur të ujit e të alkoolit etilik, që mbushin dhomën së bashku me ajrin. Duke zgjeruar dhomën me ndihmën e pistonit (5), njëkohësisht duke shkarkuar hapësirën xixë (1), ndodh shkarkimi elektrik midis elektrodave(3). Shkarkimi elektrik bëhet i mundshëm me veprimin e tensionit midis elektrodave dhe me ndihmën e rrezeve ultraviolete që hyjnë nëpër dritaren (2) të anodës, të cilat duke goditur sipërfaqen e katodës shkaktojnë jonizime sipërfaqësore.

Gjatë shkarkimit jonet pozitive bëhen qendra kondensimi të avujve të ujit dhe të alkoolit etilik, duke formuar pika të dukshme ose që mund të fotografohen.

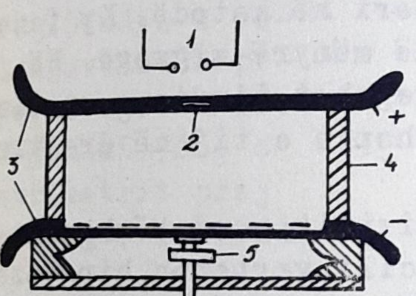


Fig.3-6.Dhoma e jonizimit (Vilsonit)për studimin eksperimental të shkarkimit elektrik.

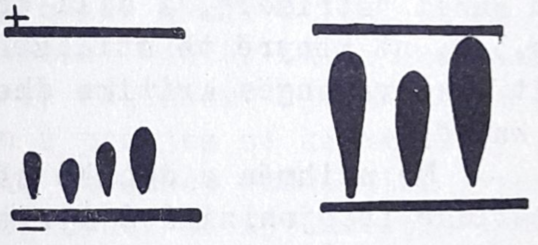


Fig.3-7. Lindja dhe zhvillimi i valangave të elektroneve gjatë ecjes për në anodë

Fotografitë tregojnë se shkarkimi fillon me vala-

nga të pavarura njera nga tjetra që drejtohen prej katodës në anodë. Numri i valangave është në përpjestim të drejtë me intensitetin e ndriçimit që merr katoda. Duke fotografuar valangat për çaste të ndryshme, mund të përcaktohet shpejtësia e përhapjes së tyre. Eksperienca tregon se shpejtësia e tyre është e rendit $1,25.10^7$ cm/sek (për tensionin kritik të shkarkimit). Në fig.(3-7) tregohen disa valanga të stilizuara, të nxjerra nga fotografitë përkatëse. Diametri i valangës zmadhohet përshkak të difuzionit të elektroneve.

Në qoftë se intensiteti i fushës elektrike është më i vogël se ai i shkarkimit, valangat lindin e zhvillohen deri në anodë dhe zhduken pasi jonet neutralizohen në katodë. Por kur intensiteti i fushës elektrike merr një vlerë kritike, valanga e parë që mbrrinë në anodë pëson një ndryshim cilësor. Valanga në krye të saj shoqërohet me një ndriçim të fuqishëm që e bën atë të kryejë shkarkimin e pavarur.

Në qoftë se ndjeshmëria e fotografimit ulet, vihet re se kur forcohet ndriçimi në krye të valangës, fenomeni më tej zhvillohet duke u përhapur në drejtim të kundërt dhe me një shpejtësi disa herë më të madhe se ajo e përhapjes së valangës. Në këtë mënyrë ndodhemi para një fenomeni të ri që krijon njëkohësisht degë sekondare shkarkimi, dhe që mbrrin deri në katodë. Ky fenomen quhet "strimer", i cili ecën në mënyrë zigzage. Në fig.3-8, në mënyrë të stilizuar tregohet lindja e strimetrit prej valangës kritike dhe përhapja e tij në drejtim të katodës.

Me ndihmën e dhomës së jonizimit mund të konstatohet edhe fotojonizimi i ajrit, i cili verteton hipotezën e mundësisë së jonizimit me ndihmën e fotoneve. Për këtë qëllim, në dhomën e jonizimit krijohet një dritare ahësore (fig.3-9), me qëllim që fotonet të mos prekin katodën.

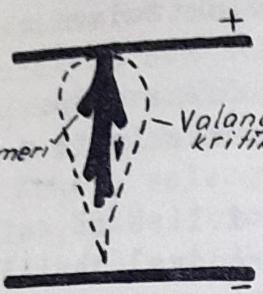


Fig.3-8.Lindja dhe përhapja e strimetrit.

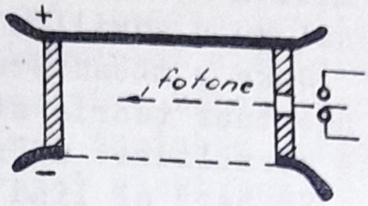
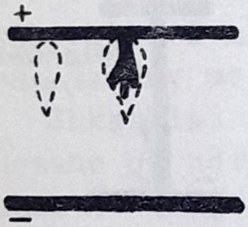


Fig.3-9. Dhoma e jonizimit për eksperimentimin e fotojonizimit në ajër.

Fotografitë e marra gjatë këtyre eksperimenteve tregojnë se valangat fillojnë nga mesi i hapësirës midis elektrodave (fig.3-10).



3-10
Fig.Lindja e valangave në hapësirën ajrore (fotojonizim)dhe e strimetrit prej valangës kritike

Sasia e valangave zmadhohet me fuqizimin e rezatimit anësor. Gjithashtu verehet se shkarkimi zhvillohet në të njëjtën mënyrë, d.m.th. pasi lind valanga kritike, prej saj krijohet strimeri i cili shkon deri në katodë.

Strimeri, i cili përhapet me shpejtësi të madhe drejt katodës bëhet shkak i lindjes të një fenomeni tjetër shkarkimi, akoma më të fuqishëm. Kjo ndodh në çastin e prekjes së katodës. Ky fenomen, që quhet "shkarkimi kryesor", shoqërohet me një ndriçim shumë të fuqishëm, që përhapet prej katodës në anodë me shpejtësi akoma më të mëdha se ajo e strimerit.

Në fig.3-11 tregohen disa stade të shkarkimit strimetrik dhe kryesor. Sikurse shihet, në stadin "b", kur strimeri i afrohet katodës, prej kësaj të fundit fillon të dalë një strimer i kundërt. Me bashkimin e dy strimere-

"c" shfaqet shkarkimi kryesor, i cili me shpejtësi të madhe mbulon gjithë hapësirën midis elektrodave në po atë kanal ku u zhvillua strimeri.

Duke u mbështetur në këto të dhëna eksperimentale, është ndertuar teoria strimerike e shkarkimit, e cila mund të përmblidhet në sa vijon :

Sa herë që lind një elektron i lirë në katodë ose në gaz (në hapësirën midis elektrodave) zhvillohet valanga e elektroneve, e cila neutralizohet në anodë. Kur tensioni bëhet i barabartë me atë kritik të shkarkimit, valanga e parë që i afrohet anodës zhvillohet aq sa lejon krijimin e strimerit. Strimeri karakterizohet nga një shkallë jonizimi dhe shpejtësie të përhapjes më të madhe se e valangës. Kur shkarkimi arrin në gjendjen strimerike ai bëhet i pavarur. Kjo pavarësi e shkarkimit i detyrohet jonizimit të fuqishëm me përplasje të

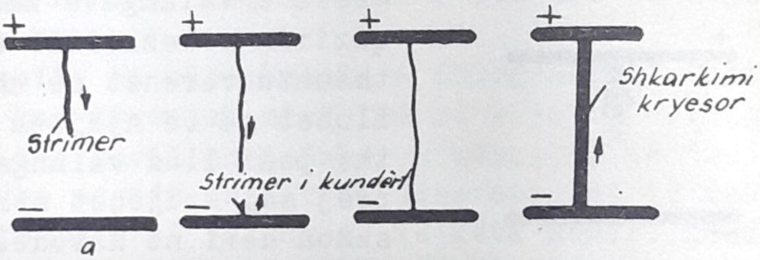


Fig.3-11. Stade të ndryshme të strimerit dhe shkarkimi kryesor.

---

elektroneve, i ndihmuar nga fotojonizimi dhe nga termojonizimi. Si burim fotojonizimi sherben rrezatimi i valangës. Gjatë procesit të ribashkimit të joneve në kohën e valangës së fuqishme lindin fotone të afta për të kryer jonizime të reja. Teoria strimetrike shpjegon në mënyrë të plotë shkarkimin në formë kanali në fushën e njëtrajtshme.

Cili është shkaku i kthimit të valangës kritike në strimer? Për t'i dhënë përgjigje kësaj pyetjeje është vështirë. Por një fakt është i qartë dhe i pakundërshtueshëm. Grumbullimi në krye të valangës i një numri kritik ngarkesash (jone pozitive), krijon një ngarkesë elektri-

ke të tillë që intensiteti elektrik në atë zonë merr përpjestime të tilla sa një ose një numër elektronesh kur futen në atë zonë shkaktojnë një proces jonizimi aq të fuqishëm sa shkalla e përcjellshmërisë elektrike dhe numri i ribashkimeve të joneve pozitive bëhet shumë i madh. Koka e valangës bëhet burim i fuqishëm fotonesh, të cilat, duke fotojonizuar, lirojnë elektrone të tjera në afërsi të saj dhe si rrjedhim zona jonizohet më tej. Përcjellshmëria elektrike, e cila rritet edhe përshkak të zmadhimit të temperaturës, shkakton që rënja e tensionit në krye të valangës bëhet shumë e vogël. Tensioni që vepron midis elektrodave, në këto kondita praktikisht vepron prej kryes së valangës, ose tashmë të strimerit dhe katodës. Fusha elektrike fuqizohet në krye të strimerit, dhe procesi është më tej i pandalshëm. Strimeri zmadhon përmasat e tij deri sa mbrin në katodë. Bashkimi i hapësirës, midis elektrodave, nëpërmjet strimerit, krijon një urë përcjellëse nëpër të cilën bëhet i fuqishëm shkarkimi i ngarkesave të elektrodave (shkarkimi kryesor) dhe ky me shpejtësi më të madhe se e strimerit.

Shkarkimi në fushën jo të njëtrajtshme shoqërohet me fenomene që ndryshojnë mjaft nga ato në fushën e njëtrajtshme të trajtuar më sipër.

Ndërsa në fushën e njëtrajtshme shkarkimi fillon në katodë ose në vëllimin e gazit, në atë jo të njëtrajtshme, shkarkimi fillon atje ku intensiteti i fushës elektrike ka vlerën më të madhe, pavarësisht nga polariteti. Megjithatë polariteti i elektrodës ku fillon shkarkimi ushtron ndikim në karakterin e zhvillimit të shkarkimit.

Në qoftë se fushën jo të njëtrajtshme e përfaqësojnë prej një maje dhe një rrafshi (fig.3-12) dhe midis elektrodave të zbatojmë tension të vazhduar, maja me polaritet pozitiv, do të verejmë se për një tension kritik U_d do të ndodhë shkarkimi elektrik midis elektrodave. Tensioni i shkarkimit do të varet nga largësia më e shkurtër midis elektrodave.

Le të zmadhojmë tensionin gradualisht. Për një vlerë të tensionit shumë më të vogël se U_d, në afërsi

të majës do të çfaqet një shkarkim lokal, i cili në gjuhën teknike quhet "shkarkim kurorë". Ky shkarkim është i pavarur, d.m.th. i qëndrueshëm. Fillimi i shkarkimit kurorë tregon se intensiteti i fushës elektrike në afërsi të majës pozitive ka fituar vlerën kritike të jonizimit të gazit (për ajrin në kondita normale atmosferike rreth 30 kV/cm). Shkaku i mospërhapjes më tej të shkarkimit kurorë mund të shpjegohet me faktin që maja e elektrodës duke u rrethuar me ngarkesa pozitive, konfiguracioni i fushës elektrike zmadhon shkallën e njëtrajtshmërisë. Si rrjedhim intensiteti në pikën A zvogëlohet, prandaj jonizimi nuk përhapet më tej.

Në qoftë se tensioni do të rritet më tej, intensiteti në pikën A do të rritet. Kur të mbrrijë vlerën kritike të jonizimit, zona e kurorës do të zgjerohet. Kështu përmasa e kurorës do të zmadhohet me rritjen e te

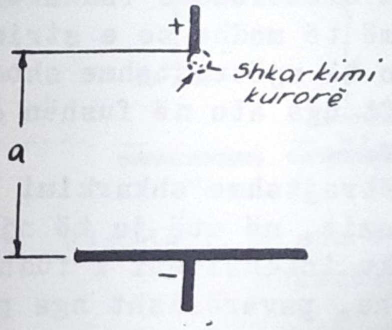


Fig.3-12. Shkarkimi në fushën jotënjëtrajtëshme

---

nsionit. Përveç kësaj ndriçimi dhe temperatura e kurorës do të rritenn vazhdimisht. Rënja e tensionit në zonën e kurorës do të vijë gjithmonë duke u ulur. Kjo varet nga rryma elektrike që përshkon zonën e kurorës. Matjet eksperimentale kanë treguar se për rrymën 200 mA, gradienti i tensionit është rreth 1 KV/cm. për 1 A 0,7 kV/cm., kurse për 10 A ulet deri në 0,3 kV/cm. Pra me zhvillimin e kurorës zvogëlohet edhe rënja e tensionit në të. Në hapësirën ajrore tensioni zmadhon intensitetin e fushës elektrike të jashtme. Për një vlerë kritike të tensionit hapësira ajrore do të shpohet. Kjo ndodh për një gradient

mesatar të fushës elektrike të jashtme (pa marrë parasysh ndikimin e ngarkesave vëllimore), rreth 4,5 kV/cm. Në fakt, në çastin e shpimit, prej kurorës kritike lind strimeri, i cili me shpejtësi të madhe mbulon gjithë hapësirën midis elektrodave.

Në fig.3-13 tregohen stadet e ndryshme të shkarkimit. Siç shihet, kurora çfaqet për një vlerë të tensionit relativisht të ulët. Me zmadhimin e tensionit kurora zgjeron zonën e saj, deri sa çfaqet strimeri. Me çfaqjen e strimerit ndodhin disa shkarkime njera pas tjetrës në formë të shkallëzuar, që i japin mundësi strimerit të kthehet në lider. Lideri ka një shkallë të lartë jonizimi, d.m.th. përcjellshmëri të madhe elektrike, të cilën e fiton nga proceset e termojonizimit. Lideri pasi mbrrin në katodë krijon lidhje të shkurtër midis elektrodave, duke i dhënë mundësi zhvillimit të shkarkimit kryesor.

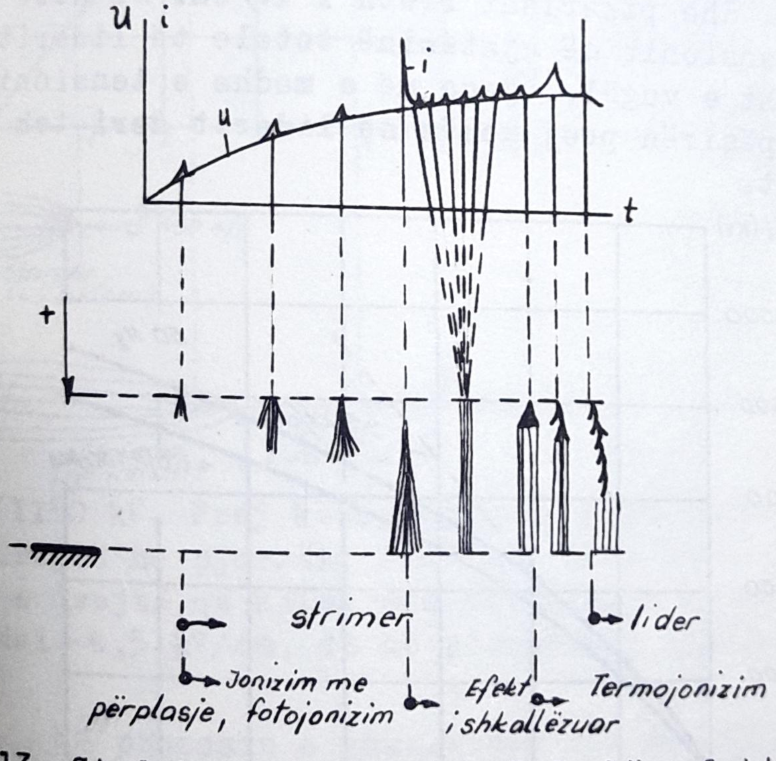


Fig.3-13. Stadet e shkarkimit në fushën elektrike jo të njëtrajtshme të theksuar (largësia midis elektrodave a 1m).

Pasqyra e mësipërme tregon se shkarkimi në fushën jotë njëtrajtëshme ndryshon mjaft nga ai i fushës së njëtrajtshme. Në këtë të fundit, shumë stade shkarkimi ndërmjetëse mungojnë, si kurora strimeri me liderin çfaqen njëkohësisht, etj.

Nga analiza e eksperimentit të treguar në formë të stilizuar, në figurën 3-13 del se strimeri dhe si përfundim shkarkimi i plotë ndodhin në qoftë se tensioni do të krijojë një gradient mesatar prej 4,5 kV/cm. Por në qoftë se zmadhohet largësia midis elektrodave mbi një metër, tensioni i shkarkimit nodh për gradiente tensioni më të vegjël se 4,5 kV/cm.

Eksperimentet tregojnë se për largësi mbi një metër, për shkak të jonjëtrajtshmërisë shumë të madhe të fushës elektrike, çfaqet lideri para se strimeri të mbulojë të gjithë hapësirën midis elektrodave.

Lideri, i cili ka një shkallë të lartë jonizimi, ka gradient tensioni në trupin e vet, më të vogël se 4,5 kV/cm. dhe pikërisht rreth 1 kV/cm. Në këtë mënyrë rënja e tensionit në gjatësinë totale të liderit është relativisht e vogël. Pjesa më e madhe e tensionit zbatohet në hapësirën prej kokës së liderit deri tek elektroda e rrafshët.

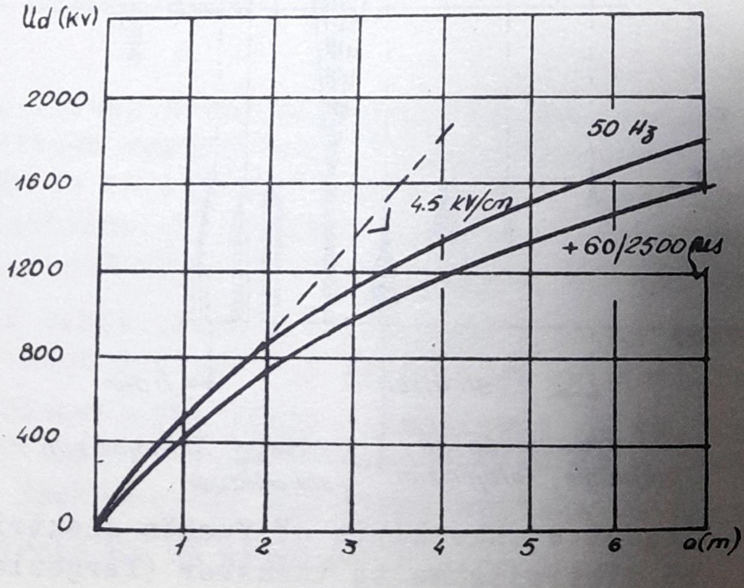


Fig.3-14. Tensionet e shkarkimit, në varësi të largësisë midis elektrodave majë rrafsh.

Duke u zgjatur lideri, do të vijë një çast kritik (kur gjatësia e tij merr një vlerë kritike), kur gradienti i tensionit në pjesën e pambuluar në ajër do të marrë vlerë 4,5 kV/cm. Në atë çast do të çfaqet strimeri i cili do të mbulojë të gjithë largësinë midis elektrodave dhe shkarkimi do të bëhet i plotë.

Gjatësia kritike e liderit mund të përcaktohet nga prerja e dy karakteristikave drejtvizore, me pjerrësi respektive 4,5 kV/cm. dhe 1kV/cm. (shih fig.3-15).

Eksperimenti në figurë zhvillohet me largësi 4 m. midis elektrodave. Tensioni i shkarkimit për atë largësi

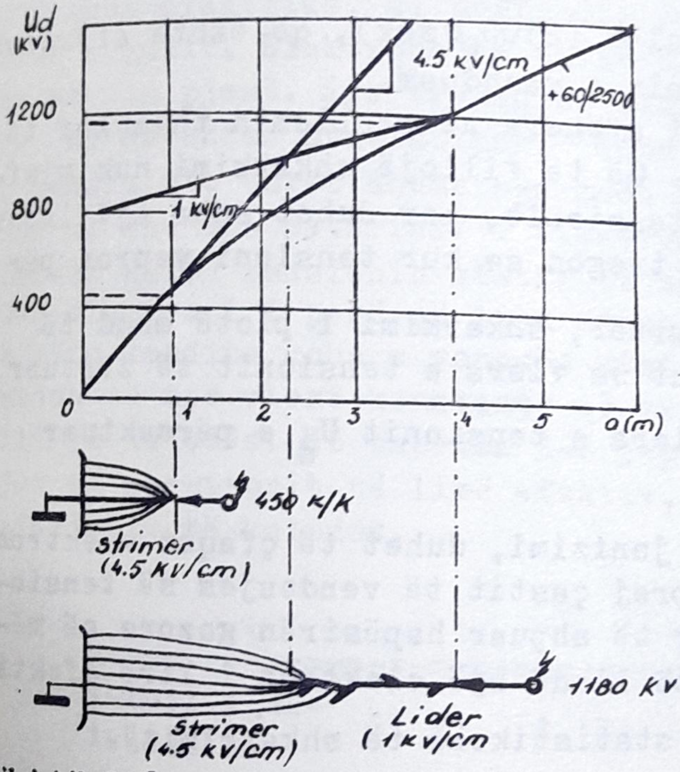


Fig.3-15. Stadet e shkarkimit për largësi më të mëdha se një metër midis elektrodave.

është 1180 kV. Prej kësaj pike në kurbë ndertohet një vijë e drejtë me pjerrësi 1 kV/cm. Pika ku do të presë kjo vijën e drejtë që kalon nga origjina e koordinatave, me pjerrësi 4,5 kV/cm, do të përcaktojë gjatësinë e liderit.

Në procesin e shkarkimit dhe si rrjedhim në tensionin e shpimit të gazit, ndikon polariteti i majës. Për polaritet pozitiv jonet pozitive të kurorës forcojnë fushën elektrike midis kurorës dhe rrafshit, ndërsa për

polaritetin negativ e dobësojnë (fig.3-15'). Prandaj, ndërsa strimeri, për polaritetin pozitiv , çfaqet për gradientin 4,5 kV/cm, për atë negativ është më i madh.

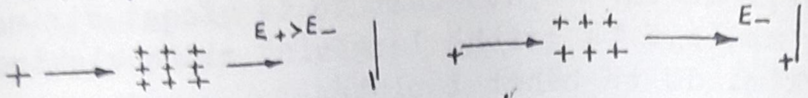


Fig.3-15'.

Eksperienca e provon ndikimin e polaritetit. Për tension alternativ shkarkimi ndodh për gjysmëvalën pozitive të tensionit. Siç shihet nga figura 3-14, tensioni i shkarkimit pët frekuencën 50Hz afrohet me atë impulsiv me gjatësi të madhe të valës (2500 μsek), që është afërsisht njëlloj si për tensionin e vazhduar.

Le të kthehemi atëherë në problemin themelor të vonesës së shkarkimit. Që të fillojë shkarkimi nuk mjafton vetëm vendosja e tensionit, por duhet edhe një interval kohe. Eksperienca tregon se kur tensioni vepron për një kohë shumë të shkurtër, shkarkimi i plotë mund të mos ndodhë, pavarësisht se vlera e tensionit të zbatuar është më e madhe se vlera e tensionit U_d e përcaktuar për veprim të gjatë .

Që të fillojë jonizimi, duhet të çfaqet elektroni i lirë efektiv. Koha prej çastit të vendosjes së tensionit të mjaftueshëm për të shpuar hapësirën gazore në mënyrë statike deri sa të lindë një elektron i lirë efektiv quhet "koha e vonesës statistikore të shkarkimit".

Për të ndodhur shkarkimi, siç u analizua për fushën e njëtrajtshme, duhet të zhvillohen stadet ndermjetëse të shkarkimit (valangë , lider, shkarkim kryesor). Koha e kryerjes së këtyre stadeve quhet "koha e formimit të shkarkimit".

Në fushën jo të njëtrajtshme, koha e formimit të shkarkimit do të përbëhet prej stadeve që u analizuan, ku futet kryesisht stadi strimerik, etj. Pavarësisht nga format ndermjetëse të shkarkimit, si dhe nga forma e ten-

sionit që vepron midis elektrodave, gjithmonë do të nevoitet një interval kohe për formimin e shkarkimit. Pra koha e vonesës së shkarkimit do të ketë dy komponente, të vonesës statistikore të shkarkimit dhe të formimit të shkarkimit.

Koha e vonesës statistikore të shkarkimit varet nga lindja e elektroneve të lira për shkak të veprimit të rrezeve kozmike, radioaktivitetit të kores së tokës etj. Duhet të vemë në dukje se fati i elektroneve që lirohen është i ndryshëm. Elektroni i porsa liruar mund të bashkohet me një molekulë neutrale të gazit dhe të humbasë aftësitë jonizuese. Elektroni i liruar prej katodës mund të rikthehet ose të dalë jashtë zonës më intensitet të madh të fushës elektrike, si përfundim i përplasjeve me molekulat e gazit. Elektrone të tilla në procesin e jonizimit nuk marrin pjesë. Kjo tregon se lindja e elektroneve efektiv ka karakter statistikor. Koha e vonesës statistikore të shkarkimit varet shumë nga madhësia e tensionit të zbatuar si dhe nga materiali i elektrodave. Kur tensioni i zbatuar kalon tensionin statik të shkarkimit në masën rreth 80%, elektroni i parë që lind kthehet në elektron efektiv. Në këto kondita koha e vonesës statistikore të shkarkimit tendon në një vlerë konstante që varet nga lloji i materialit të katodës. Në tabelën 3-2 jepet koha minimale e çfaqjes së elektronit të lirë efektiv, në varësi të llojit të materialit të katodës.

Tabela 3-2

Lloji i materialit	Al	Fe	Cu	CuO
τ (μ sek)	0,06	0,1	0,4	2,0

Koha e formimit të shkarkimit varet nga lloji i fushës elektrike. Shpejtësia e valangës, e strimerit, e liderit ose e shkarkimit kryesor varet nga madhësia e ten-

sionit, prandaj koha e vonesës së shkarkimit në përgjithësi varet nga tensioni i zbatuar midis elektrodave.

3-5 Karakteristika e vonesës së shkarkimit.

Koha e vonesës së shkarkimit ka rëndësi të madhe praktike në rastet kur tensioni që vepron midis elektrodave zbatohet për një kohe shumë të shkurtër. Gjatë shfrytëzimit të pajisjeve elektrike veprojnë mbitensione me amplitudë të konsiderueshme që zgjatin një kohë relativisht të shkurtër. P.sh. shkarkimet atmosferike ushtrojnë impulse që zgjatin në përgjithësi vetëm disa dhjetra mikrosekonda, kurse komutimet e ndryshme në qarqet elektrike shkaktojnë mbitensione që mund të zgjatin disa qindra deri disa mijë mikrosekonda. Forma e këtyre impulseve mund të jetë e ndryshme. Studimi i karakteristikave të qëndrueshmerisë elektrike në gazet dhe në përgjithësi të izolacionit, bëhet me ndihmën e impulseve aperiodike, që përfaqësojnë veprimin e mbitensioneve të permendura më sipër.

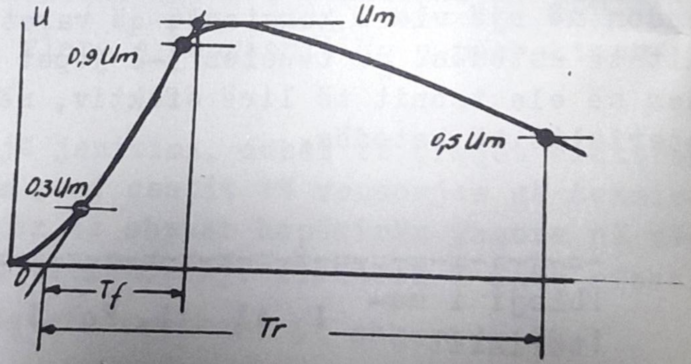


Fig.3-16. Përkufizimi i impulseve aperiodike.

Në fig.3-16 tregohet forma e impulsit aperiodik. Ai karakterizohet nga tri madhësi kryesore :

1) nga amplituda e impulsit U_m;

2) nga gjatësia e frontit (ballit) të impulsit T_f

3) nga gjatësia e impulsit T_v.

Gjatësia e frontit përcaktohet duke marrë dy pika në frontin e impulsit: $0,9U_m$ dhe $0,3\ U_m$ (nga shumë autorë merret $0,1\ U_m$). Bashkimi i këtyre dy pikave prej boshtin e kohës në 0, prej të cilës matet koha. Gjithashtu e njëjta vijë e drejtë pret vijën horizontale, e hequr tangent në kulmin e impulsit në pikën 1. Projeksioni i pikës 1 në boshtin e kohës përcakton gjatësinë e frontit të impulsit. Gjatësia e impulsit përcaktohet me ndihmën e pikës 2 në bishtin e impulsit (valës) me madhësi $0,5\ U_m$.

Impulsi standard, që përdoret për provat e qëndrueshmërisë impulsive të izolasionit, që imiton mbitensionet e shkaktuara nga shkarkimet atmosferike, duhet të ketë :

$$T_f = 1 \ldots\ldots 1,5\,\mu\text{sek};\quad T_v = 40 \ldots 50\,\mu\text{sek}.$$

Për provat e qëndrueshmërisë elektrike kundrejt mbitensioneve të komutimit, impulsi duhet të ketë parametra në kufijt :

$$T_f = 50 \ldots\ldots 200\,\mu\ \text{sek.};\quad T_v = 1000 \ldots\ldots 2500\,\mu\ \text{sek.}$$

Le të veprojmë me impulse standarde, p.sh. $1,5/50\,\mu$ sek., mbi hapësirën ajrore të formuar prej një maje dhe rrafshi. Në qoftë se ndryshohet amplituda e impulsit, koha e vonesës së shkarkimit, gjithashtu do të ndryshojë. Për amplituda të mëdha shkarkimi ndodh në ballin e impulsit (fig.3-17). Me zvogëlimin e amplitudës shkarkimet do të zhvendosen në kohët gjithmonë e më të mëdha, d.m.th. në bishtin e valës.

Quajmë karakteristikë të vonesës shkarkimit varësinë e amplitudës (U_m) nga koha e vonesës së shkarkimit (t_v). Për shkarkimet që ndodhen në ballin e valës, për vlerë tensioni, pranohet të merret vlera e tensionit në çastin e shkarkimit. Duke zvogëluar vazhdimisht amplitudën e impulsit, do të gjejmë një vlerë minimale kritike për të cilën shkarkimi nuk ndodh. Këtë vlerë kritike, të

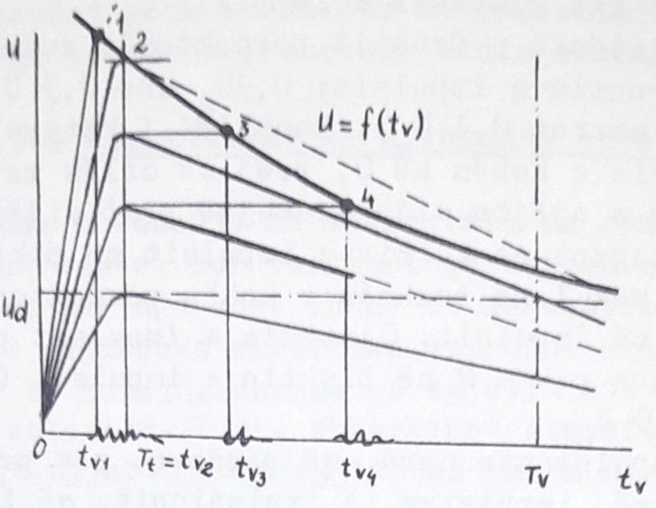


Fig.3-17. Karakteristika e vonesës shkarkimit.

cilën e shënojmë me U_d, e quajmë qëndrueshmëri e izolasionit, ose tensioni kritik i shkarkimit impulsiv. Në qoftë se në karakteristikën e vonesës së shkarkimit hiqet një paralele me boshtin e kohës dhe tangent me kulmin e impulsit, atëherë ajo do të takojë atë në infinit.

Në rast se do të kryhen një seri eksperimentesh me të njëjtën amplitudë të impulsit (standard), atëherë do të verehet se koha e vonesës së shkarkimit do të ndryshojë brenda një intervali kohe të caktuar. Duke e përsëritur eksperimentin për amplituda të ndryshme do të fitohen një numër i madh pikash që mund të përfshihen midis dy karakteristikave kufitare (fig.3-18). Karakteristika e sipërme përfaqëson atë 100% të shkarkimit, kurse e poshtmja 0 %. Pra nuk ekziston një karakteristikë e vonesës së shkarkimit, por një infinitet karakteristikash që përfshihen midis saj 100% dhe 0 %. Diku në mes të tyre do të ekzistojë një karakteristikë me probabilitet shkarkimi 50%. Është pikërisht kjo karakteristikë e cila jepet zakonisht për të përcaktuar karakteristikën e vonesës së shkarkimit. Si rrjedhim do të ekzistojë një tension kritik i shkarkimit U_d 50%.

Forma e karakteristikës vonesës së shkarkimit varet nga konfiguracioni i fushës elektrike në hapësirën mi-

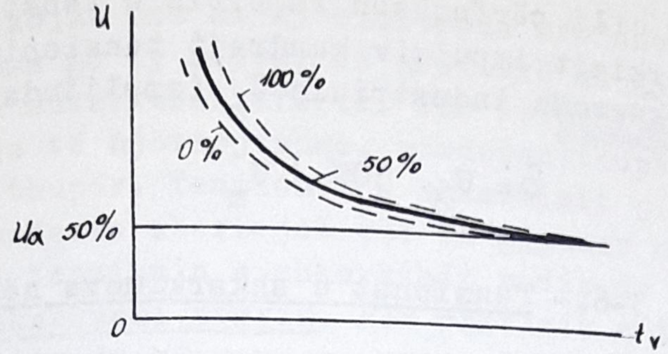


Fig.3-18. Kufiri i ndryshimit të karakteristikave të vonesës së shkarkimit, si dhe karakteristika 50% e shkarkimit.

-----

dis elektrodave. Në fushën shumë jo të njëtrajtëshme, koha e vonesës së shkarkimit ndryshon shumë me ndryshimin e tensionit. Për kohë të vogla shkarkimi karakteristika ngjitet shpejt sipër (fig.3-19 a).

Sa më e njëtrajtshme të jetë fusha elektrike midis elektrodave aq më të vogla do të jenë ndryshimet e tensionit të shkarkimit për vonesa të ndryshme shkarkimi (fig.3-19 b).

Karakteristikat e vonesës së shkarkimit luajnë një rol shumë të rëndësishëm në problemin e koordinimit të izolacionit të pajisjeve elektrike.

Në praktikën e izolacionit rëndësi ka koeficienti

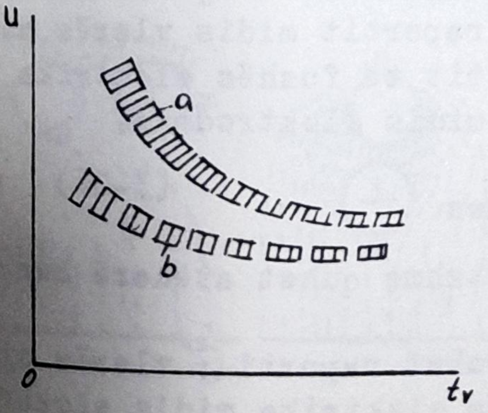


Fig.3-19. Karakteristika vonesë shkarkimi për fushë jo të njëtrajtshme (a) dhe afërsisht të njëtrajtshme (b).

impulsiv, i cili përfaqëson raportin e tensionit kritik 50% të shkarkimit impulsiv kundrejt tensionit të shkarkimit për frekuencën industriale U_m (amplituda) :

$$\beta = U_d \, 50\% / U_m \qquad (2\text{-}25)$$

3-6.- Tensionet e shkarkimeve në gaze

Tensioni i shkarkimit midis dy elektrodave në një gaz nuk mund të përcaktohet teorikisht, përveç se në raste shumë të rralla, për fushën elektrike homogjene dhe (pa) të vogla. Çdo aparat i tensionit të lartë përfaqëson në vetëvehte një sistem elektrodash, me forma dhe me përmasa të shumëllojshme, që shkaktojnë fusha elektrike të shregullta. Për këtë arësye tensioni i shkarkimit mund të përcaktohet vetëm në rrugë eksperimentale.

Në praktikë shpesh lind nevoja të dihet të paktën në mënyrë të afruar tensioni i shkarkimit ndermjet dy elektrodave. Eksperimentet e shumta kanë treguar se tensioni i shkarkimit në gaze varet :

1) nga forma e elektrodave, të cilat përcaktojnë edhe karakterin e fushës elektrike të njëtrajtshme ose jo

2) nga koha e zgjatjes së veprimit të tensionit;

3) nga polariteti i elektrodave;

4) nga gjendja fizike e gazit (presioni, temperatura dhe lagështia).

Shkalla e njëtrajtshmërisë e një fushe elektrike mund të përcaktohet prej raportit midis vlerës maksimale dhe mesatare të intensitetit të fushës elektrike të marrë në rrugën më të shkurtër midis elektrodave.

$$\sigma = E_{maks} / E_{mes} \qquad (3\text{-}26)$$

Fushë afërsisht e njëtrajtshme quhet atëherë kur plotësohet kondita $\sigma \leq 1,3$.

Sa më shumë i afrohet raporti σ vlerës një, aq më e njëtrajtshme është fusha elektrike midis elektrodave. Për caktimin e tensioneve të shkarkimit, në praktikë merren disa raste kufitare. Fushën afërsisht të njëtrajtshme

mund ta realizojmë ose me dy elektroda rrafshe me buzë të kthyera, ose me dy sfera. Në praktikë ka gjetur më tepër zbatime shkarkuesi sferik. Për të përftuar fushë, të theksuar jo të njëtrajtshme, përdoren elektrodat thupër- rrafsh ose thupër - thupër. Tensionet e shkarkimit për këto elektroda standarte sherbejnë për të gjykuar në mënyrë të afruar mbi tensionin e shkarkimit midis dy elektrodave.

a. Shkarkuesi sferik. Për caktimin e tensionit të shkarkimit midis dy sferave me rreze R; në bazë të përpunimit të të dhënave eksperimentale, është rekomanduar formula empirike :

$$U_d = 27,2\,\delta R \frac{\left(1+\frac{0,54}{\sqrt{\delta R}}\right)\cdot(a/R)}{0,25\left[a/R+1+\sqrt{(a/R+1)^2+8}\right]} \;;\ kVm \qquad (3-27)$$

ku: a është largësia midis dy sferave, në cm, dhe densiteti relativ i ajrit. Kjo formulë nuk merr parasysh ndikimin e tokës, d.m.th. kur intensiteti i fushës në sipërfaqe të sferave nuk është i njëjtë për pikat karshi njera tjetrës. Në praktikë zakonisht njera prej sferave është e tokëzuar. Fusha elektrike në këto raste ndikohet nga toka dhe intensiteti i fushës elektrike ndryshon nga sfera e patokëzuar në atë të tokëzuar. Ndikimi i tokës në shpërndarjen e fushës elektrike tregohet në fig.3-20.

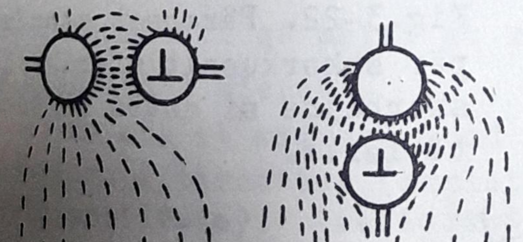


Fig.3-20. Forma e fushës elektrike në hapësirën midis sferave me një sferë të tokëzuar.

Zmadhimi i intensitetit të fushës elektrike në sfe-

rën e patokëzuar shkakton disa ndryshime në tensionin e shkarkimit për polaritete të ndryshme.

Në fig.3-21 tregohet krahasimi ndermjet tensionit të shkarkimit midis dy sferave me diametër 50 cm, të llogaritur sipas formulës (3-27 dhe të përcaktuar nga eksperimenti. Siç shihet, për largësi të vogla midis sferave llogaritja jep përfundime shumë të mira,. Kjo ndodh sepse ndikimi i tokës për të tilla largësi është i papërfillshëm, kurse për largësi më të mëdha se 20 cm, të dy kurbat fillojnë të largohen nga njera tjetra deri në 10% për a= 40 cm.

Që ndikimi i tokës të jetë brenda një kufiri të

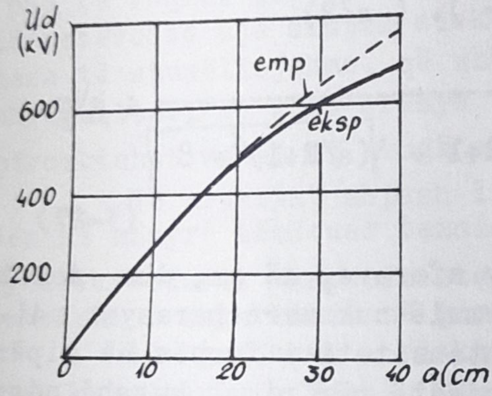


Fig.3-21. Tensioni i shkarkimit i hapësirës ajrore midis dy sferave me diametër 50 cm. (δ =1) për frekuencë industriale.

lejuar, sferat midis tyre dhe objekteve të tjera të tokëzuara, ose nën tension, duhet të përmbushin disa kondita që jepen në tabelën 3-3, në përputhje me fig.3-22, ku B tregon largësinë kundrejt trupave anësore.

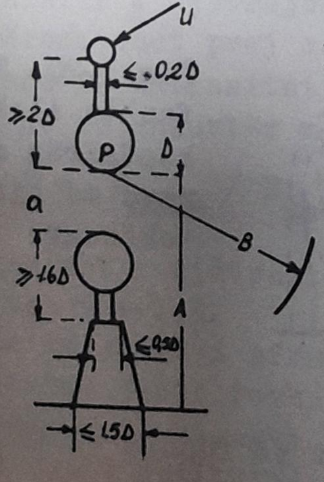


Fig.3-22. Përmasat standarde për shkarkuesit sferike që sherbejnë si matës të tensionit të lartë.

Tabela 3-3

Diametri i sferave D, në cm.	Vlera më e vogël A	Vlera më e madhe A	Vlera më e vogël B
6,25	7 D	9 D	14 D
10.15	6 D	8 D	12 D
25	5 D	7 D	10 D
50	4 D	6 D	8 D
75	4 D	6 D	8 D
100	3,5D	5 D	7 D
150	3 D	4 D	6 D
200	3 D	4 D	6 D

Tensionet e shkarkimit midis sferave, të rekomanduara nga komisioni nderkombëtar i elektroteknikës për kondita normale atmosferike ($\vartheta = 20^{0}C$, p = 760 mm Hg) jepen në tabelat 3-4 dhe 3-5. Për të patur saktësi në matjen e tensionit të shkarkimit, largësia midis sferave nuk duhet të kalojë vlerën 0,5 D. Për largësi më të mëdha jonjëtrajtshmëria e fushës rritet, gjithashtu zmadhohet ndikimi i tokës. Vlerat në kllapa për largësi më të mëdha se 0,5 D nuk garantojnë saktësinë e matjes me gabim $\leqslant 3\%$. Prej këtej del e nevojshme që sa më e madhe është vlera e tensionit që matet aq më i madh duhet të jetë edhe diametri i sferave.

Me anë të sferave mund të maten tensione të vazhdueshme alternative (amplituda) dhe impulsive (gjithashtu amplituda). Koeficienti impulsiv në hapësirën sferike është praktikisht i barabartë me një, për vonesa shkarkimi $> 2\mu$ ssek. Në sferat me diametër të vogël që matin tensione impulsive $\leqslant 50$ kV, për të patur koeficient impulsiv $\beta \cong 1$, duhet të ndriçohen sferat me rreze ultra-

vielcte

Tabela 3-4 vlen për tensionet alternative të vazhdueshme dhe për impulse standarde (U_d50%) të polaritetit negativ. Tabela 3-5 vlen për impulse standarde (U_d50%) të polaritetit pozitiv. Në të dy rastet njera duhet të jetë e tokëzuar. Të dhënat jepen për kondita normale atmosferike (20°C, 760 mm Hg).

Në fushën afërsisht të njëtrajtshme , lagështira që përmban ajri ndikon aq pak sa praktikisht nuk merret parasysh. Lagështia ndikon në mënyrë të ndieshme në fushën jotënjëtrajtshme.

b-<u>Shkarkues me maja</u>. Elektrodat në formë majash takohen shpesh në praktikë. Pluhuri ose fijet duke u vendosur në sipërfaqen e lëmuar të elektrodave formojnë maja. Në to përqëndrohet fluksi i fushës elektrike, dhe si rrjedhim intesiteti i fushës elektrike merr vlera të mëdha. Fenomene të ngjashme ndodhin edhe për elektrodat me përmasa të mëdha, në të cilat fillon shkarkimi kurorë njëlloj sikur në sipërfaqe të tyre të ndodheshin maja të imta. Fushë më tepër ja të njëtrajtshme krijojnë elektrodat. majë rrafsh.

Le të analizojmë fenomenet që do të ndodhin në majën (tensioni zmadhohet ngadalë), kur elektroda e rrafshët ndodhet e tokëzuar dhe afër majës. Për një vlerë kritike të tensionit, në majën e ngarkuar pozitivisht çfaqet shkarkimi kurorë me ndriçim në ngjyrë vjollce. Sa më shumë rritet tensioni aq më tepër zgjerohet zona e kurorës. Me rritjen e tensionit ndriçimi çfaqet edhe në rrfash. Kur tensioni zmadhohet më tej të dy zonat afrohen dhe kur bashkohen ndodh shkarkimi në formën e një xixe që shpon të gjithë hapësirën midis elektrodave. Në majën e ngarkuar pozitivisht kurora shfaqet në majë, në formë pikash të shndritshme. Zmadhimi i tensionit shkakton zmadhimin e zonës së ndritshme, kurse hapësira tjetër qëndron e errët , deri sa ndodh shpimi, i cili ndodh për tension me vlerë më të madhe se për majën pozitive.

Për largësi të mëdha midis majës dhe rrafshit shkarkimi zhvillohet në formë të ndryshme. Prej zonës së kurorës pozitive ose prej majës negative të shndritshme.

kërcejnë rreze të shkëlqyeshme, të cilat me zmadhimin e tensionit degëzohen. Ky fenomen shoqërohet me zhurmë dhe me disa krisma karakteristike. Kjo formë shkarkimi quhet"shkarkim në formë xhufke". Zmadhimi i mëtejshëm shkakton shkarkimin e plotë midis elektrodave.

Të tilla fenomene mund të konstatojnë edhe kur në vend të majës vendoset një sferë, me diametër të vogël me konditë që largësia midis elektrodave të jetë e madhe.

Shakrkimi në formë xhufke ndodh edhe për elektroda majë-majë.

Në fig.3-23 jepen tensionet e shkarkimeve në varësi të largësisë midis elektrodave.

Mekanizmi i krijimit të shkarkimit mund të shpjegohet si vijon:

pasi arrihet një tension i caktuar në majë rryma bëhet aq e madhe sa ndodh nxehja lokale e ajrit. Në këtë mënyrë çfaqet një kanal me ajër të nxehur, i cili përhapet prej majës në hapësirën midis elektrodave. Konditat në kanal janë të favorshme për jonizim, prandaj shkalla e jonizimit në kanal rritet. Si rrjedhim i këtij fenomeni; maja sikur zgjatet dhe intesiteti i madh i fushës elektrike, i cili ishte më parë në majë, tashti zhvendoset në kokën e kanalit. Prandaj zgjerimi i shkarkimit vazhdon, kanali zgjatet përsëri por për shkak të faktorëve të rastit, ai mund të devijojë nga drejtimi fillestar duke u dyfishuar dhe degëzuar.

Në fig.3-24 jepet varësia e tensionit të shkarkimit të plotë për largësi të mëdha ajrore midis elektrodave.

Format e shkarkimeve mund të ndryshojnë, në qoftë se elektrodat janë me buzë të mprehta. Në këtë rast shkarkimi në formë xhufke mungon, kurse zona e kurorës ekziston deri në shpim të plotë.

Në buzët e mprehta të elektrodave çfaqen fije të dobëta me ndriçim ngjyrë vjollce. Tensioni i shkarkimit të plotë të hapësirës është mjaft i madh se sa kur elektrodat janë me buzë të rrumbullakuara (fig.3-25).

Ky fenomen mund të shpjegohet me faktin që duke ekzistuar shumë fije të dobëta shkarkimi, ato e pjestojnë rrymën dhe ndalojnë që rryma të përqëndrohet në një kanal të vetëm.

Ky fenomen në disa raste shfrytëzohet në praktikë.

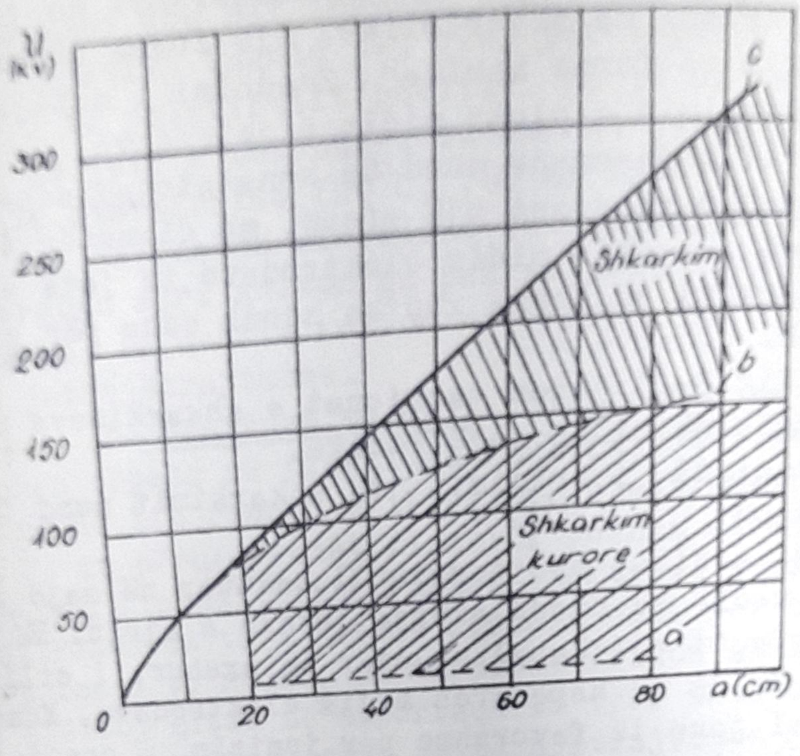


Fig.3-23. Varësia e tensionit të shkarkimeve nga largësia midis majave 50Hz; 14°C; 735 mm Hg e maja me gjatësi 20 mm. me kënd mprehtësie 10°, njera majë e tokëzuara) a. çfaqja e kurorës, b. çfaqja e shkarkimeve xhufke; c-shkarkimi i plotë.

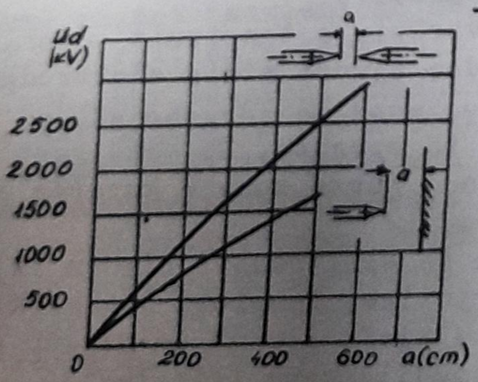


Fig.3-24. Varësia e tensionit të shkarkimit të hapësirës ajrore nga largësia midis elektrodave (50 Hz, 760 mmHg. 20°C, φ_r=65% (lagështia relative e ajrit.

për të zmadhuar tensionin e shkarkimit të plotë sidomos në izolatoret mbeshtetës.

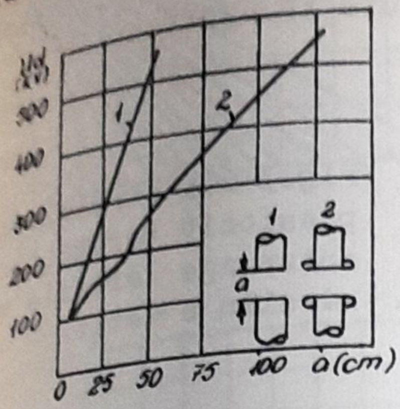


Fig.3-25. Varësia e tensionit të shkarkimit të hapësirës ajrore nga largësia midis elektrodave (50 Hz).

3-7. Ndikimi i presionit, i temperaturës dhe i lagështisë së ajrit në tensionin e shpimit.

Pavarësisht nga lloji i fushës elektrike, ose shkalla e njëtrajtshmërisë, tensioni i shpimit zmadhohet me rritjen e densitetit relativ të gazit. Në qoftë se tensioni i shpimit për elektroda në ajër me presion 760 (mmHg) dhe me temperaturë 20°C është U_d, për presionin p (mm Hg) dhe temperaturën ϑ(°C), ai do të jetë :

$$U'_d = \delta U_d, \qquad (3-28)$$

ku δ llogaritet sipas formulës (3-20).

Zakonisht ndryshimet e temperaturës dhe të presionit të ajrit janë aq të vogla sa ndikimi i tyre edhe mund të mos merret parasysh. Por densiteti relativ i ajrit δ mund të ndryshojë mjaft, kur ndryshohet lartësia nga niveli i detit. Në figurën 3-26 tregohet ndryshimi i presionit në vartësi të lartësisë nga niveli i detit. Kur zmadhohet lartësia ulet jo vetëm presioni por edhe temperatura mesatare e ajrit, megjithatë ndikimi i presionit në densitetin relativ të ajrit është më i fuqishëm.

Lagështia në ajër ushtron ndikim të dukshëm në tensionin e shpimit, vetëm kur largësia midis elektrodave është e madhe, a > 20 cm. dhe sidomos në ato raste kur

çfaqet shkarkimi në formë xhufke, d.m.th. në fushën jo të njëtrajtëshme për majën pozitive ose për tensionin alternativ. Në këto kondita tensioni i shpimit zmadhohet me zmadhimin e lagështisë absolute të ajrit.

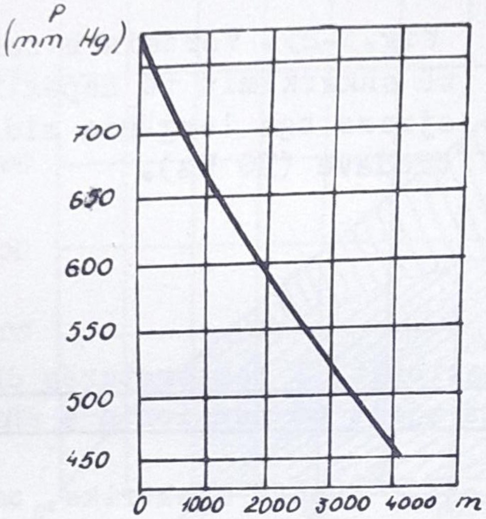


Fig.3-26. Vartësia e presionit barometrik me-satar nga lartësia mbi nivelin e detit.

Në higrometrat praktikë jepet zakonisht lagështia relative e ajrit në përqindje. Prandaj për të gjetur lagështinë absolute të ajrit, kur njohim atë relative, mund të shfrytëzojmë grafikun e fig.3-27, ku siç shihet ndikon dhe temperatura e ajrit.

Për të llogaritur tensionin e shpimit, për lagështinë normale $\lambda = 11\ g/m^3$, kur matja kryhet për një lagështi tjetër absolute, mund të shfrytëzohen grafikët e fig.3-28. Kur temperatura e ajrit zvogëlohet me një shkallë sa të bjerë vesë, atëherë ndikimi i lagështisë bëhet më i theksuar. Vesa e vendosur mbi sipërfaqen e dielektrikëve të ngurtë mund të zvogëlojë mjaft tensionin e mbulimit.

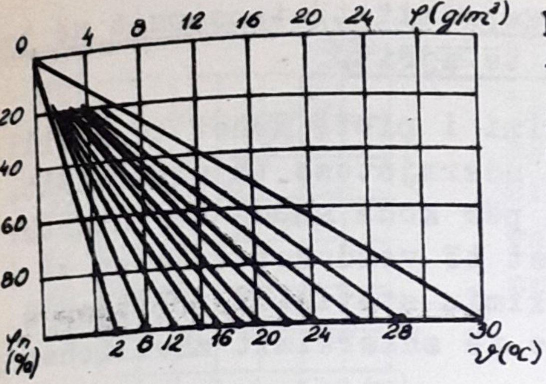


Fig.3-27. Varësia e lagështisë absolute λ, nga lagështia relative φ_r për temperatura të ndryshme ϑ.

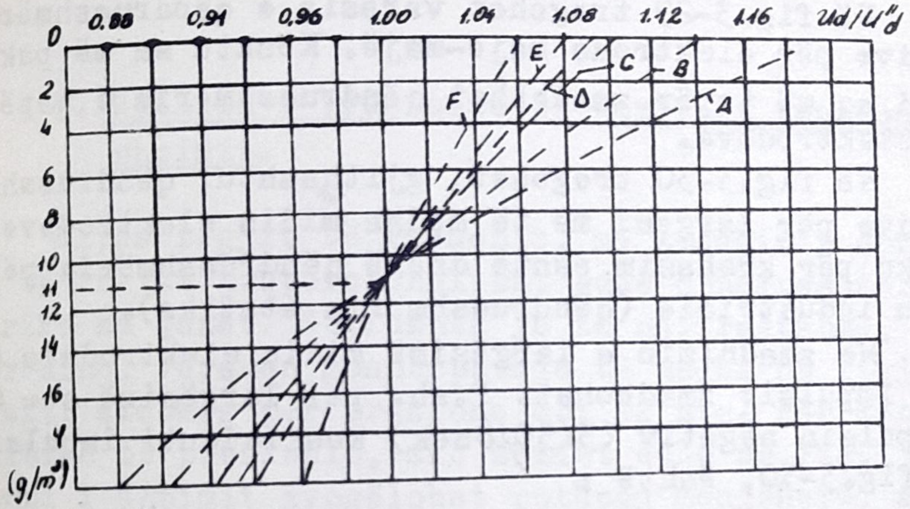


Fig.3-28. Varësia e raportit të tensionit normal të shpimit U_d (për $\lambda_o = 11\ g/m^3$) kundrejt tensionit të shpimit U''_d për lagështinë absolute të ajrit $\varphi(g/cm^3)$ nga ndryshimi i lagështisë absolute.

	50Hz	+ 1/50	- 1/50	+ 1/5
maja	B	C	D	F
izolator varës ...	B	C	D	F
izolator mbështetës..	B A	C D	D E	F
izolatorë aparatesh	B	D	E	

3-8. Ndikimi i kohës veprimit të tensionit në tensionin e shpimit të ajrit.

Për t'u bërë shkarkimi i plotë duhet të zhvillohen të gjitha stadet e ndryshme ndermjetëse të shkarkimit. Prandaj kur tensioni vepron për kohë shumë të shkurtër, që të ndodhë shkarkimi, duhet të vendoset tension më i lartë se ai që duhet për shkarkimin statik. Me rritjen e tensionit stadet ndermjetëse të shkarkimit zhvillohen për një kohë më të shkurtër.

Në fig.3-29 tregohet varësia e qëndrueshmërisë impulsive për elektroda majë-majë. Kështu sa më pak zgjat impulsi aq më tepër zmadhohet qëndrueshmëria e hapësirës midis elektrodave.

Në fig.3-30 tregohet, gjithashtu, qëndrueshmëria impulsive për largësi më të mëdha midis elektrodave majë-majë, ku për krahasim është dhënë qëndrueshmëria për frekuencën industriale (qëndrueshmëria statike).

Me zmadhimin e largësisë midis elektrodave koeficienti impulsiv zmadhohet. P.sh. për largësinë a = 6m. për impulsin negativ (3/50 μsek) koeficienti impulsiv, sipas fig.3-30, është :

$$\beta = U_{d50\%} / U_m = 1,67.$$

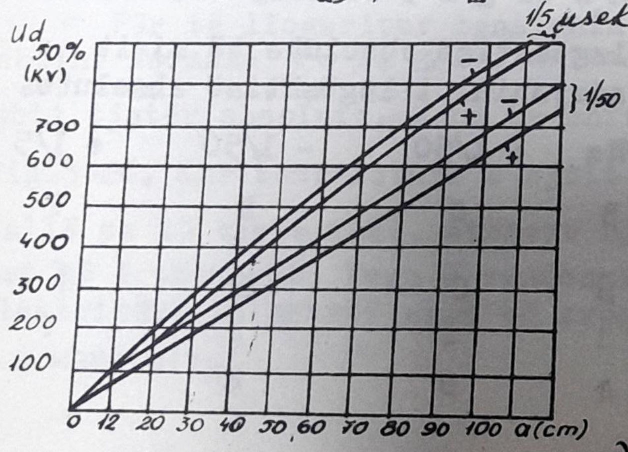


Fig.3-29. Varësia e qëndrueshmërisë impulsive (U_d50%) nga largësia midis elektrodave majë-majë (760 mmHg, 20°C, λ_0 = 11 g/m^3).

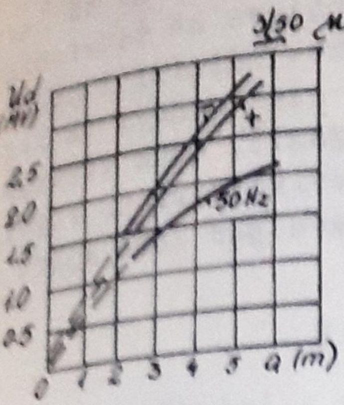


Fig.3-30. Varësia e tensionit të shpimit midis elektrodave në formë majë-majë nga largësia midis tyre (elektrodat të vendosura horizontalisht njera prej tyre e tokëzuar.

3-9. Ndikimi i presionit të gazit në tensionin e shpimit.

Sipas ligjit të Pashenit, me zmadhimin e presionit duhet të rritet proporcionalisht edhe qëndrueshmëria elektrike në gazet. Në fushën jo të njëtrajtshme, p.sh. majë-rrafsh, verehen mospërputhje të mëdha në ligjin e Pashenit, sidomos për presione mbi 12 atm. Për këtë vlerë kritike të presionit, siç shifet edhe në fig. 3-31, tensioni i shpimit zvogëlohet pothuaj menjëherë, afërsisht në gjysmën e vlerës maksimale, pastaj përsëri rritet ngadalë.

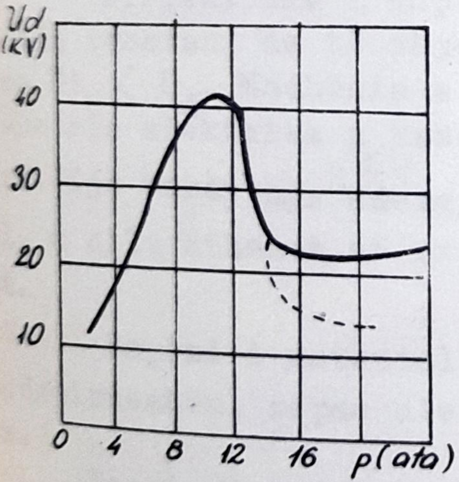


Fig.3-31. Varësia e tensionit të shpimit nga presioni i ajrit për elektroda majë-rrafsh me largësi 5 mm. (tension alternativ, temperatura 15...20°C.

Për presione më të vogla se 12 atm, çfaqem shkar-

kimet e formë xhufkë, kurse për presione më të larta jo. Një nga arësyet kryesore të anomalive në tensionin e shkarkimit për presione të larta është ndikimi i ngarkesave vëllimore negative. Një pjesë e elektroneve të lirë bashkohet me molekulat neutrale të gazit, duke formuar jone negative, të cilat duke patur lëvizshmëri të vogël, mbeten në hapësirën midis elektrodave për kohë mjaft të gjatë.

KAPITULLI IV

Shpimi i dielektrikëve të ngurtë

Shpimi në dielektrikët e ngurtë shoqërohet me krijimin e një kanali. Kur burimi i energjisë elektrike është më i vogël, shpimi në formën e një xixe krijon një kanal të ngushtë. Por kur burimi është i fuqishëm xixa kthehet në hark, i cili shkakton një kanal të gjerë. Temperatura e lartë e harkut mund të shkaktojë ndryshime të rëndësishme fizike, të cilat kryesisht varen nga lloji i dielektrikut të ngurtë. Në dielektrikët organikë mund të krijohet një kanal i rrethuar me lëndë të karbonizuara. Mund të ndodhë që dielektriku të digjet ose të shkrihet. Në dielektrikë joorganikë si porcelani e xhami, shpimi mund të shkaktojë, përveç kanalit me përcjellshmëri të madhe elektrike, edhe copëtimin e tij.

Dielektriku i shpuar njëherë, por të vihet përsëri nën tension, do të shpohet po në atë vend për një tension $U'_d < U_d$. Madhësia e tensionit U'_d varet nga përcjellshmëria elektrike e kanalit të shkaktuar për herë të parë. Kjo varet nga energjia elektrike e zhvilluar në kanal, e cila kthehet në nxetësi dhe nga lloji i dielektrikut.

Shpimi i materialeve izoluese të ngurta është i padëshirueshëm, sepse dielektriku humbet cilësitë izoluese.

Tensioni i shpimit varet nga trashësia e dielektrikut të vendosur midis dy elektrodave. Provat tregojnë se edhe në fushën elektrike të njëtrajtshme vartësia

$U_d = f(a)$ nuk është lineare. Me zmadhimin e trashësisë së dielektrikut tensioni i shpimit rritet gjithmonë e më ngadalë (fig.4-1).

Provat e shumta kanë treguar se dielektrikët e ngurtë shpohen për një tension më të vogël, në rast se tensioni vepron për kohë të gjatë. Gjithashtu, tensioni i shpimit zvogëlohet me rritjen e temperaturës së dielektrikut, në qoftë se kjo e fundit kalon një vlerë kritike (fig.4-2). Në këtë mënyrë dallohen dy zona.

Në zonën e parë tensioni i shpimit, për një dielektrik me trashësi të caktuar, ndryshon shumë pak me ndryshimin e temperaturës apo të kohës së veprimit të tensionit.

Në zonën e dytë tensioni i shpimit varet si nga temperatura ashtu edhe nga koha e veprimit. Këto dy zona ndahen në mënyrë të theksuar njera nga tjetra. Mekanizmi i shpimit në zonën e parë nuk mund të shkaktohet nga nxehja e dielektrikut për shkak të humbjeve dielektrike, sepse koha e veprimit mund të jetë edhe shumë e vogël. Prandaj pranohet se në atë zonë ndodh shpim thjesht elektrik. Për të sqaruar mekanizmin e shpimit thjesht elektrik janë ngritur hipoteza të ndryshme. P.sh. u analizua problemi në se mund të shkëputen, nënë veprimin e fushës elektrike, elektrone prej strukturës atomike të dielektrikut, ose jone nga rrjeti kristalin, të cilat natyrisht do të shpinin në shpimin e dielektrikut. Por llogaritjet treguan se tensioni i shpimit duhet të jetë shumë herë më i madh se ai që ndodh gjatë eksperimentave.

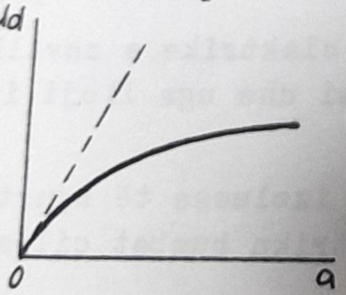


Fig.4-1. Tensioni i shpimit i një dielektriku të ngurtë në varësi të trashësisë së tij (fushë elektrike homogjene)

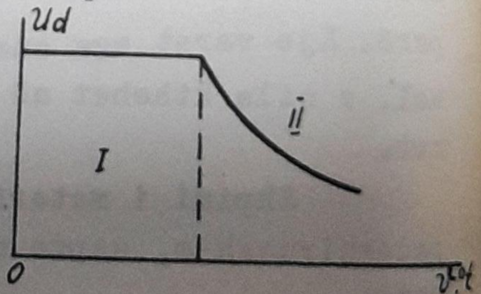


Fig.4-2.Varësia e tensionit të shpimit nga temperatura ose nga koha e veprimit të tensionit për dielektrikët e ngurtë.

Një hipotezë tjetër mbështetet në faktin që dielektrikët realë përmbajnë gjithmonë papastërti, boshllëqe, të çara dhe difekte në strukturën kristaline, prandaj për të shkëputur ngarkesat e përmendura duhet një tension më i vogël.

Në zonën e dytë të varësisë nga temperatura, vërehet një ndryshim i U_d edhe për kohë shumë të vogla të veprimit të tensionit. Në këto raste as që mund të bëhet fjalë për zhvillimin nxehtësie brenda dielektrikut të shkaktuar nga kalimi i rrymës elektrike. Për të shpjeguar këtë fenomen në zonën e dytë lindi kuptimi i shpimit termoelektrik.

Një nga hipotezat që, në kohën e sotme, lëshojnë dritë sadopak në këtë fushë të panjohur të shkencës, është ajo e Beningut. Sipas eksperimenteve të këtij dijetari, të gjithë dielektrikët, nën veprimin e fushës elektrike sillen pothuaj njëlloj. Kjo cilësi vështirë se mund të lidhet me ndertimin molekular të materialeve, e cila është mjaft e ndryshme në dielektrikë të ndryshëm. Cilësia që bashkon të gjithë dielektrikët e ngurtë, qofshin natyralë apo artificialë, organike, ose joorganikë, është se ata përfaqësojnë në vetëvete materiale me shpërndarje kompakte.

Sipas kësaj hipoteze, koloidet, duke përfshirë dhe në thërmia të mëdha të shpërndara në lëngje, janë bartëse të ngarkesave elektrike joneve (më shpesh negative). Këto thërmia ngarkohen me jone negative, të cilat tërhiqen dhe mbahen nga forcat e adsorbimit. Pra elementi kryesor i formimit të koloideve është micela (thërmijë e ngarkuar me ngarkesa elektrike të adsorbuara dhe e rrethuar nga jone me shenjë të kundërt), e cila në tërësi është e ngarkuar negativisht .

Në qoftë se prej strukturës të shpërndarë të sistemit dispersiv largohet lëngu, d.m.th. mjeti dispersiv atëherë thërmijat e veçanta (micelat) e ruajnë gjendjen e tyre, duke formuar kështu një trup të ngurtë me <u>shpërndarje kompakte</u>. Jonet e adsorbuara, për shkak të forcave tërheqëse, vazhdojnë të qëndrojnë të lidhura me thërmijat

Në muret e poreve ose të kanaleve në trupin e ngurtë, ato formojnë jone të lidhura, kurse jonet me shenjë të kundërt formojnë me jonet e lidhura shtresën e dyfishtë. Këto jone janë lidhur dobët me ngarkesat e adsorbuara, prandaj mund të vihen në lëvizje nga fusha elektrike më lehtë se jonet e adsorbuara. Këto jone quhen <u>jone rrëshqitëse</u>. Pjesa tjetër e joneve pozitive është e lirë në poret ose në kanalet.

Gjatë formimit të materialeve dielektrike, formohen kanale shumë të imta, të cilat mund të përshkohen prej lëngjeve ose të paktën prej joneve. Kështu, të gjithë dielektrikët kanë cilësitë e diafragmave. Këtë e provon eksperienca (cilësia e osmozës elektrike). Beningu për të vertetuar hipotezën e tij, eksperimentoi kauçukun i cili bën përjashtim nga dielektrikët e tjerë të ngurtë sepse nuk e gëzon cilësinë e diagramave.

Në qoftë se nëpër një banjë elektrolitike, me kauçuk të shpërndarë në formë thërmiash, vendoset një rrymë elektrike, atëhere thrmijat e kauçukut lëvizin drejt anodës dhe vendosen atje. Duke ditur cilësitë shumë të mira izoluese të kauçukut, mund të pritej, që me formimin e një shtrese shumë të hollë rreth e qark anodës, rryma elektrike do të nderpritej, dhe vendosja e mëtejshme e kauçukut në anodë do të ishte e pamundur.

Por eksperienca tregon se shtresa e kauçukut mund të mbrrijë deri në trashësinë 30 mm. Ky kauçuk i fituar në anodë ka cilësi si ato të kauçukut të zakonshëm bile edhe më të mira. Ky fakt, në pamjen e parë i çuditshëm, mund të shpjegohet në këtë mënyrë: gjatë vendosjes së thërmiave të kauçukut në anodë, atje formoheshin njëkohësisht edhe kanale. Për deri sa kalon rrymë elektrike, kanalet janë të hapura. Thërmiat e kauçukut (micelet) me tepricë ngarkese negative, duke u vendosur në anodë, jo vetëm neutralizojnë atë ngarkesë negative, por jonet pozitive që rrethojnë ato shtyhen prej anodës dhe së bashku me molekulat e ujit kthehen mbrapsht dhe mbajnë vazhdimisht të hapur kanale të nevojshme. Kur nderpritet rryma, kanalet ngushtohen aq shumë sa uji largohet. Por një pjesë e joneve pozitive, sa për të neutralizuar mi-

celet negative, mbeten të mbyllura në kanalet. Duke konsideruar çdo dielektrik si një diafragmë, kur dielektriku vendoset në fushën elektrike, mund të arrihet në këto përfundime :

a) për shkak të joneve të lira (joneve të disociuara të elektrolitit që ndodhen në kanalet) do të kalojë rryma e përcjellshmërisë I_p. Kjo rrymë varet shumë si nga përmbajtja e lagështisë ashtu edhe nga temperatura;

b) pasi intensiteti i fushës elektrike kalon një vlerë minimale, jonet rrëshqitëse fillojnë të shkëputen prej shtresës së dyfishtë dhe të zhvendosen nëpër kanalet në drejtim të elektrodës me shenjë të kundërt, duke zmadhuar më tej rrymën e përcjellshmërisë. Ky fenomen shkakton polarizimin e tensionit të lartë;

c) për shkak të zhvendosjes së joneve rrëshqitëse lirohen nga shtresa e dyfishtë edhe jone të lidhura, por që qëndrojnë të tërhequra pas mureve të kanaleve. Për një intensitet kritik të fushës elektrike shumë jone të lidhura shkëputen prej mureve të kanalit, duke zmadhuar rrymën në mënyrë të theksuar. Kjo shkakton shkatërrimin e materialit në atë kanal, d.m.th. shpimin e dielektrikut dhe kjo shkakëtohet nga jonet dhe jo elektronet. Intensiteti lokal i fushës elektrike i nevojshëm për të shkëputur jonet rrëshqitëse është shumë më i vogël se ai për të shkëputur jonet e lidhura.

4-1. Ndryshime në materialet izoluese para se të ndodhë shpimi elektrik i tyre.

Në qoftë se në dielektrik vepron një fushë elektrike e mjaftueshme, atëherë jonet rrëshqirëse vihen në lëvizje. Si rrjedhim në dielektrik ndodhin ndryshime, karakteri i të cilave varet nga lloji i dielektrikut, nga çasti i vrejtimit dhe nga zona brenda dielektrikut. Këto ndryshime në dielektrik luajnë rol të rëndësishëm në madhësinë e tensionit të shpimit. Le të marrim në shqyrtim një dielektrik që përmbush konditat e mëposhtme :

a) dielektriku ndodhet midis elektrodave të rrafshta paralele ;

b) dielektriku përmban vetëm jone të lidhura dhe

rrëshqitëse (jone negative janë ato të lidhura);

c) kanalet e diafragmës përshkojnë tej dielektrikun në mënyrë drejtvizore.

Zhvendosja e joneve rrëshqitëse pozitive sjell si rrjedhim lindjen e ngarkesave vëllimore negative, pra dhe deformimin e fushës elektrike. Në këtë mënyrë shpërndarja e potencialit nga një elektrodë tek tjetra do të ndryshojë. Mund të ndodhin shumë kombinime. Le të trajtojmë disa prej tyre.

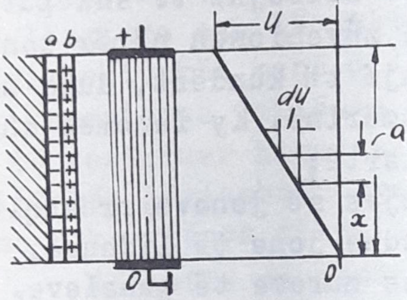


Fig. 4-3. Shpërndarja drejtvizore e tensionit në çastin e parë të veprimit të tensionit.

1.- Në çastin fillestar pas vendosjes tensionit U, jonet rrëshqitëse nuk arrijnë të zhvendosen, por qëndrojnë në vendet e tyre, duke neutralizuar veprimin e joneve të lidhura. Kështu ngarkesa elektrike e vendusur në elektrodat do të jetë

$$Q = \varepsilon S\, U/a \qquad (4\text{-}1)$$

Në qoftë se për thjeshtësi marrim produktin $\varepsilon S=1$, dhe $Q = \psi$, ku ψ është fluksi elektrik i zhvendosjes, do të kemi :

$$U = a\,\psi \qquad (4\text{-}2)$$

Meqenëse fluksi ψ, në rastin tonë, qëndron konstant në çdo seksion të dielektrikut, atëherë dhe intensitetit i fushës elektrike dU/dx, në çdo pikë të fushës do të ketë të njëjtën vleftë, prandaj shpërndarja e tensionit do të jetë drejtvizore (fig. 4-3).

2.- Le të pranojmë se mbi dielektrikun tonë vepron një tension aq i mjaftueshëm dhe aq kohë sa që të gjitha jonet rrëshqitëse të largohen jashtë kufijve të fushës, ose të grumbullohen shumë afër katodës. Në dielektrik qëndrojnë vetëm jonet e lidhura, të cilat formojnë një ngarkesë vëllimore që ka densitet konstant në çdo

pikë të dielektrikut (fig.4-4). Në rast se shënojmë me β ngarkesën vëllimore në njësinë e gjatësisë të shtresës me seksion S, do të marrin fluksin elektrik të krijuar nga ngarkesat vëllimore deri në largësinë x, të barabartë me βx. Nga ana tjetër duhet të ekzistojë një fluks α, i nevojshëm për të krijuar fushën elektrike të nevojshme për të larguar jonet rrëshqitëse.

Atëherë fluksi i përgjithshëm do të jetë :

$$\psi = \alpha + \beta x, \qquad (4\text{-}3)$$

kurse rënia e tensionit në rrugën elementare dx, do të jetë :

$$dU = \psi \cdot dx = (\alpha + \beta x)dx,$$

ndërsa tensioni midis elektrodave :

$$U = \int_0^a (\alpha + \beta x)dx = \alpha a + \beta a^2/2 = U_0 + U_1 \qquad (4\text{-}4)$$

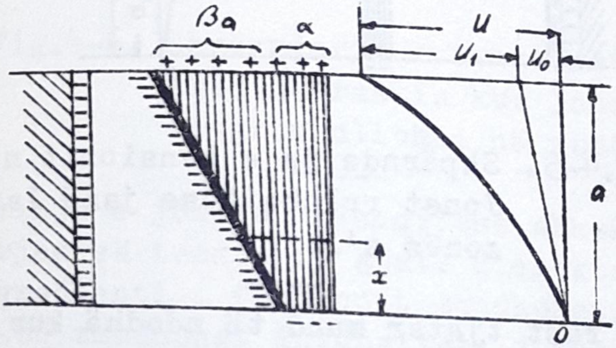


Fig.4-4. Shpërndarja e tensionit pas largimit të joneve rrëshqitëse.

Prej këndej rrjedh se shpërndarja e tensionit nuk është drejtvizore, por parabolike. Vlefta maksimale e intensitetit të fushës elektrike në anodë, do të jetë :

$$(dU/dx)_A = \alpha + \beta a, \qquad (4\text{-}5)$$

kurse vlera minimale në katodë

$$(dU/dx)_K = \alpha \qquad (4\text{-}6)$$

3.- Le të pranojmë rastin, që tensioni ka vlerë të tillë sa jonet rrëshqitëse lëvizin vetëm në largësinë $a' < a$ (fig.4-5). Kjo ndodh sepse intensiteti i fushës elektrike në zonën a" u zvogëlua në vlerën kritike k. Ngarkesat në zonën a" nuk ndikojnë në madhësinë e ngarkesave vëllimore. Tensioni i plotë midis elektrodave mund të shprehet :

$$U = U_0 + U_1 = ka + \frac{\beta}{2} a'^2 \qquad (4\text{-}7)$$

kurse

$$\frac{dU}{dx} = k + \beta x, \qquad (4\text{-}8)$$

për $a'' \leqslant x \leqslant a'$, dhe $k \leqslant \alpha$.

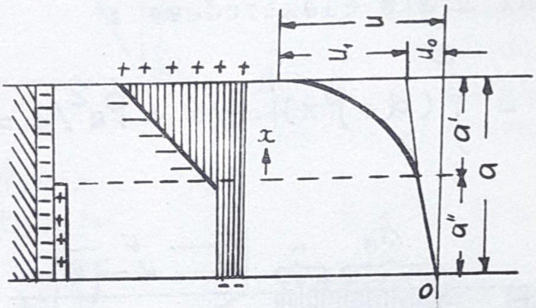


Fig.4-5. Shpërndarja e tensionit në dielektrik. Jonet rrëshqitëse janë larguar prej zonës a'.

4.- Një rast tjetër mund të ndodhë kur jonet rrëshqitëse zhvendosen prej zonës a' dhe vendosen në atë a". Në zonën a' do të teprojnë ngarkesa negative, kurse në ato a" ngarkesa pozitive (fig.4-6). Në qoftë se densiteti i ngarkesave vëllimore në zonën a' është β në zonën a" do të jetë $\beta \frac{a'}{a''}$

Duke u mbështetur në fig.4-6 mund të shkruajmë shprehjet :

$$U_0 = k\,a\;;$$

$$U_1 = \int_0^{a} \beta x\,dx = \frac{1}{2}\,\beta a'^2$$

$$U_2 = \int_0^{a''} \beta\,\frac{a'}{a''}\,z\,dz = \frac{1}{2}\,\beta a'\;a''\;;$$

pra $$U = ka + \frac{1}{2}\,\beta a' a \qquad (4\text{-}9$$

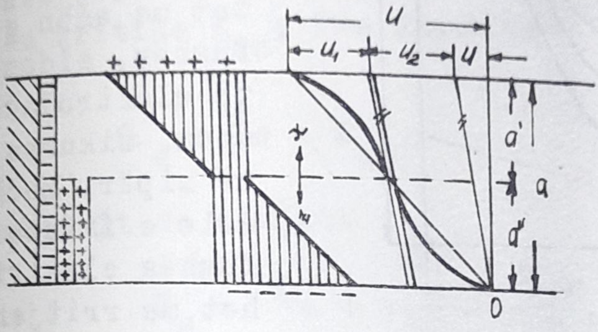


Fig.4-6. Shpërndarja e tensionit në dielektrik në rastin kur jonet rrëshqitëse grumbullohen në zonën a".

Lëvizja e joneve rrëshqitëse shkakëton ndryshimin e shpërndarjes së tensionit gjatë dielektrikut. Në afërsi të anodës gradienti i tensionit zmadhohet. Në rastin e fundit, do të zmadhohet intensiteti i fushës elektrike edhe në afërsi të katodës. Prandaj intensiteti i fushës në zonën a" do të kalojë vlerën kritike k.

Jonet rrëshqitëse do të lëvizin më tej, duke u neutralizuar gradualisht. Me fjalë të tjera, rregjimi i fundit është i paqëndrueshëm dhe me kalimin e kohës do të përfundojë në atë të regjimeve të mëparshme (fig.4-4 ose 4-5).

Në fig.4-7 tregohen disa faza të shpërndarjes të tensionit në një dielektrik të ngurtë (fushë homogjene) në çaste të ndryshme (kurbat t_1, t_2, t_3, t_4).

4-2.- Ndikimi i shpërndarjes së tensionit në tensionin e shpimit.

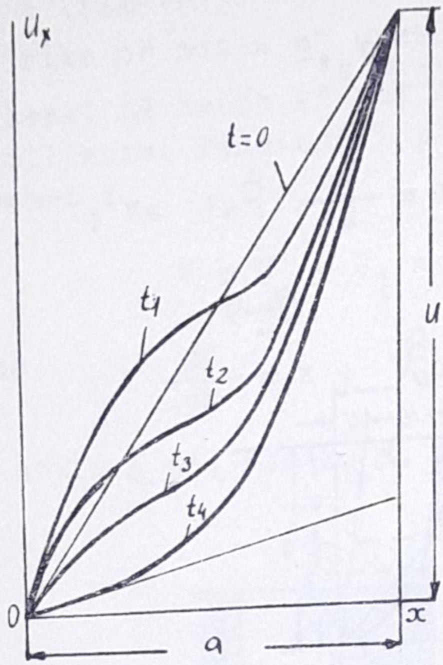


Fig.4-7. Faza të ndryshme të shpërndarjes së tensionit në dielektrik t_1 t_2 t_3 t_4

Pas vendosjes së tensionit, me kalimin e kohës, në dielektrik çfaqen zona ku intensiteti i fushës elektrike është më i madh se sa llogaritet me anën e teorisë së fushës, sidomos në afërsi të elektrodave. Gjithashtu, sikurse u analizua më sipër, madhësia maksimale e intensitetit të fushës elektrike zmadhohet me rritjen e trashësisë së dielektrikut. Prej këtej del se intensiteti i shpimit E_d (i përcaktuar nga raporti U_d/a do të varet nga trashësia e dielektrikut.

Duke e parë dielektrikun e ngurtë si një diafragmë me jone të lidhura dhe rrëshqitëse, mund të jepet një shpjegim për fenomenet e shpimit ashtu sikurse ndodhin gjatë eksperimenteve. Do të pranohet që shpimi i dielektrikut ndodh atëherë kur vihen në lëvizje jonet e lidhura gjatë dielektrikut, të paktën në një kanal. Si rrjedhim i këtij fenomeni ndodh shpimi jonik i dielektrikut, i cili shoqërohet me dëmtime mekanike, me zhvillim nxehtësie dhe me gaze.

Qëndrueshmëria elektrike $U_d/a = E_d$ si dhe varësia e saj nga trashësia e dielektrikut janë të lidhura me shpërndarjen e tensionit.

Supozojmë se dielektriku është i hollë dhe i ven-

...dosur midis elektrodave të rrafshta paralele. Në regjimin e vendosur jonet rrëshqitëse kanë mundur të largohen prej dielektrikut. Sikurse u analizua, shpërndarja e tensionit në këtë rast do të përfaqësohet prej një parabole (fig.4-4). Intensiteti maksimal i fushës elektrike do të jetë në anodë dhe mund të përcaktohet me ndihmën e formulës (4-5).

Pasi të jenë larguar jonet rrëshqitëse vazhdojmë të ngrejmë tensionin U deri sa të ndodhë shpimi i dielektrikut. Në atë çast intensiteti maksimal në anodë do të arrijë vlerën kritike E_{do}; Pra kondita e shpimit do të jetë :

$$\alpha_d + \beta_a = E_{do} \qquad (4\text{-}10)$$

Tensioni i shpimit do të jetë :

$$U_d = \alpha_a + \frac{1}{2} \beta_a^2,$$

ose

$$U_d = E_{do} \cdot a - \frac{1}{2} \beta_a^2 \qquad (4\text{-}11)$$

dhe intensiteti i shpimit do të jetë :

$$E_d = E_{do} - \frac{1}{2} \beta_a \qquad (4\text{-}12)$$

Tensioni i shpimit kalon nëpër një vlerë maksimale për $a_k = E_{do}/\beta$. Prandaj formula (4-11) është e vlefshme për vlerat të $a \leq a_k$ (shih fig.4-8). Me zmadhimin e trashësisë së dielektrikut varet në se intensiteti maksimal i fushës elektrike në anodë do të arrijë vlerën kritike E_{do}, pas ose para se të largohen të gjithë jonet rrëshqitëse. Rasti i parë mund të ndodhë rrallë, varet nga lloji i dielektrikut, ndërsa i dyti ndodh më shpesh. Prandaj do të analizojmë pikërisht këtë rast.

Në fig.4-5 tregohet rasti kur jonet rrëshqitëse largohen vetëm prej zonës a'. Në zonën e dytë plotësohet kondita

$$\left(\frac{dU}{dx}\right)_k = k \qquad (4\text{-}13)$$

Me rritjen e tensionit zona a' zgjerohet, sepse jonet rrëshqitëse do të vazhdojnë të lëvizin deri sa intensiteti në anodë të barazohet me vlerën kritike E_{do}, d.m.th. deri sa të plotësohet kondita :

$$\left(-\frac{dU}{dx}\right)_A = k + \beta a = E_{do} \qquad (4\text{-}14)$$

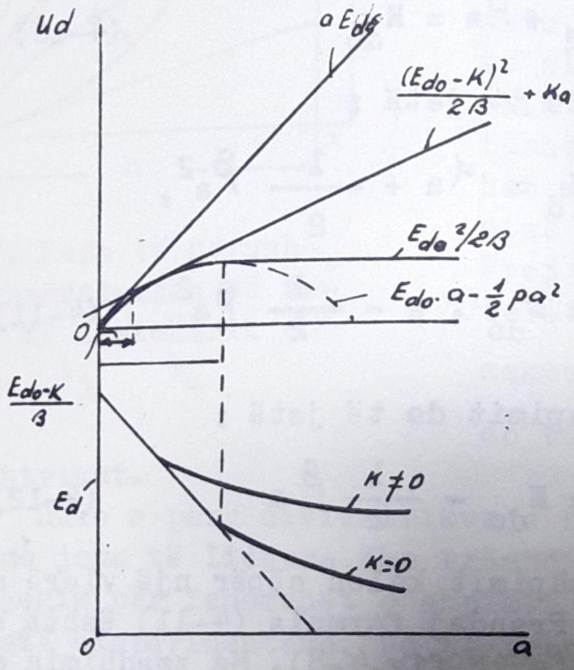


Fig.4-8.Varësia e tensionit të shpimit nga trashësia e dialektrikut.

Duke marrë parasysh shprehjen (4-7) dhe (4-14) mund të përcaktojmë tensionin e shpimit të dielektrikut

$$U_d = \frac{(E_{do} - k)^2}{2\beta} + ka, \qquad (4\text{-}15)$$

e cila përfaqëson një vijë të drejtë (fig.4-8), që prek tangent parabolën në pikën $\frac{E_{do}-k}{\beta}$. Një rast i veçantë ndodh kur $k \ll E_{do}$, d.m.th. pikërisht kur k=0 (varet nga lloji i dielektrikut);

$$U_d = \frac{E^2_{do}}{2\beta} = \text{konst.} \qquad (4\text{-}16)$$

Varësia e tensionit të shpimit në këtë rast paraqet një vijë të drejtë paralele me boshtin a, tangent me parabolën që jep tensionin e shpimit për trashësi të vogla të dielektrikut. Takimi në këtë rast bëhet në kulmin e parabolës. Në të dy rastet, tensioni i shpimit, në pjesën deri ku prek tangjenta parabolën, do të shprehet prej parabolës për a më të mëdha prej vijës së drejtë.

Në rast se nuk do të ekzistonin ngarkesat e lidhura dhe si rrjedhim edhe ato rrëshqitëse, do të kishim $\beta = 0$. Prandaj do të vlente $E_{do} = k$. Tensioni i depërtimit do të ishte :

$$U_d = \frac{(E_{do}-k)^2}{2\beta} + E_{do}a = E_{do}.a \qquad (4\text{-}17)$$

Kjo varësi përfaqëson një vijë të drejtë që del nga origjina e koordinatave dhe që prek parabolën në origjinë. Vetëm në këtë rast do të kishim një tension shpimi proporcional me trashësinë e dielektrikut. Por në fakt të gjithë dielektrikët realë kanë ngarkesa vëllimore. Teoria e zhvilluar më sipër vertetohet edhe nga eksperimentet. P.sh., për letrën e baelitizuar, për trashësi të mëdha tensioni i shpimit për kohë të shkurtër mund të shprehet (për temperaturën 20°C, a > 1 mm dhe e tharë mirë):

$$U_d = 19 + 27\,a, \qquad [k\ V_{ef},\ mm]$$

Duhet vënë në dukje se zhvendosja e joneve rrëshqitëse nuk i shpjegon të gjitha rastet e shpërndarjes së tensionit gjatë dielektrikut. Ndikim të konsiderueshëm luan dhe jonjëtrajtshmëria e dielektrikut, e cila

mund të ndryshojë varësimë e tensionit të shpimit (shpërndarje në vleftat e U_d për kampione të ndryshëm).

4-3. Ndikimi i temperaturës në tensionin e shpimit

Në shprehjen e tensionit të shpimit (4-15)

$$U_d = \frac{(E_{do}-k)^2}{2\beta} + ka,$$

koeficientët E_{do}, β dhe k varen nga temperatura. Koeficienti E_{do} përfaqëson intensitetin e nevojshëm të fushës elektrike, për të shkëputur jonet e lidhura, koeficienti β, që varet nga sipërfaqja e brendshme e dielektrikut, përfaqëson numrin e joneve të adsorbuara dhe së fundi, koeficienti k përfaqëson intensitetin e fushës elektrike të nevojshme për të shkëputur jonet rrëshqitëse.

Me zmadhimin e temperaturës forcat e lidhjes të joneve rrëshqitëse dhe të lidhura dobësohen. Rritja e temperaturës shkakton zbutjen apo avullimin e dielektrikut, duke ndryshuar sipërfaqet e brendshme të tij. Prandaj koeficientët E_{do}, β dhe k do të zvogëlohen me rritjen e temperaturës.

Si ligjshmëri e ndryshimit të këtyre koeficientëve janë pranuar ato eksponenciale :

$$E_{do} = E'_{do}\, e^{-A\vartheta} \; ; \beta = \beta' e^{-B\vartheta} \quad \text{dhe } k = k'\, e^{-C\vartheta} \qquad (4\text{-}18)$$

Duke u nisur nga këto shprehje, janë nxjerrë vartësitë e tensionit në funksion të temperaturës ϑ, të cilat afrohen shumë me përfundimet eksperimentale.

Në fig.4-9 tregohet varësia e tensionit të shpimit të xhamit nga trashësia dhe nga temperatura. Kështu, me zvogëlimin e temperaturës si parabola ashtu edhe drejtëza që përfaqësojnë tensionin e shpimit për trashësi shumë të vogla dhe të mëdha ngrihen sipër. Për një temperaturë kritike (p.sh. në rastin e xhamit - 66^0) ulja e më-

tejshme e temperaturës shumë pak e ndryshon pozicionin e tangentes, prandaj tensioni i shpimit për temperatura në të vogla se -66°, pothuajse nuk ndryshon, ashtu sikurse vërtetohet edhe nga eksperimentet.

Temperatura kritike, për të cilën ndodh ky ndryshim, varet nga lloji i dielektrikut.

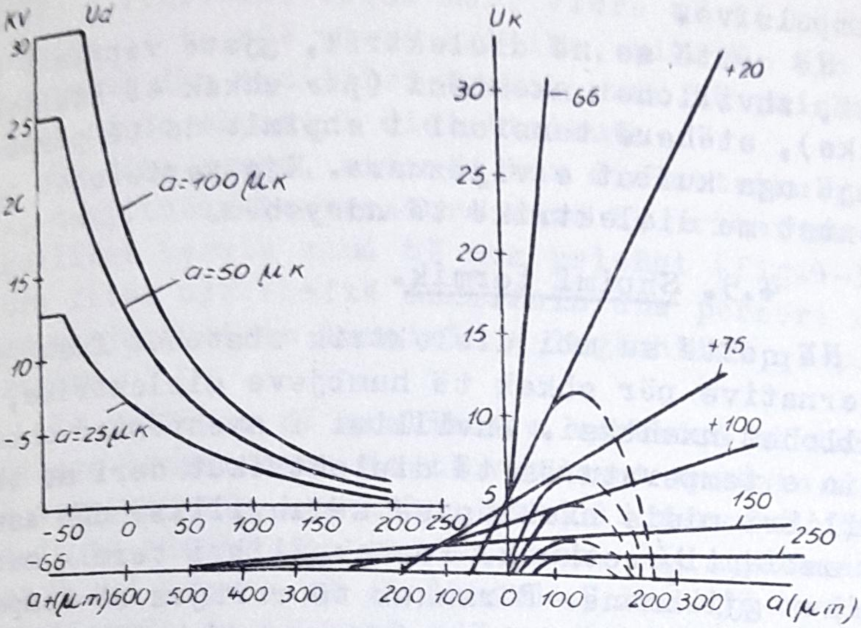


Fig.4-9.Varësia e tensionit të shpimit të xhamit nga trashësia dhe nga temperatura ($1 \mu m = 10^{-6} m$).

4-4. Shpimi i dielektrikëve për tensione të vazhdueshëm dhe impulsiv.

Ekzistojnë dy zona temperature. Në zonën e parë pothuajse nuk ndodhin ndryshime në dielektrik. Jonet rrëshqitëse janë të frenuara, ose shumë pak janë rrëshqitëse mund të shkëputen. Nga kjo del se shpimi ndodh menjëherë sa tensioni merr një vleftë kritike (tensioni i çpimit), Në zonën e dytë, përkundrazi, mbas lëvizjes së joneve rrëshqitëse, para se të ndodh shpimi, fusha elektrike ndryshon . Kjo shkakton që tensioni i shpimit të varet nga

koha e veprimit të tensionit. Sa më e vogël të jetë koha e veprimit të tensionit aq më i madh do të jetë tensioni i shpimit.

Në fig.4-10 tregohet varësia e tensionit të shpimit nga temperatura e dielektrikut, e shkakëtuar nga ambienti i jashtëm. Kurba I vlen për tensione të vazhdueshme që veprojnë për kohë të gjatë, kurse kurba II vlen për tensione impulsive.

Në qoftë se në dielektrik, gjatë veprimit të impulsit, zhvillohet nxehtësi (për shkak të humbjeve dielektrike), atëherë tensioni i shpimit do të përcaktohet me ndonjë nga kurbat e vijëzuara. Kjo vertetohet nga eksperimentet me dielektrikë të ndryshëm.

4.5. Shpimi termik.

Në qoftë se mbi dielektrik zbatohet fushë elektrike alternative për shkak të humbjeve dielektrike, në të zhvillohet nxehtësi. Zhvillimi i nxehtësisë shkakëton zmadhimin e temperaturës të dielektrikut deri sa të ndodhë ekuilibri midis nxehtësisë së zhvilluar dhe asaj që i jepet ambientit rrethues. Por ekuilibri termik mund të mos arrihet gjithmonë. Përshkak të rritjes së temperaturës zmadhohet lëvizshmëria e joneve rrëshqitëse. Kjo shkakëton një rritje më të shpejtë të temperaturës, deri sa ndodhë djegja.

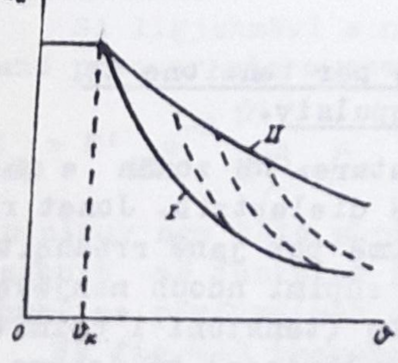


Fig.4-10. Varësia e tensionit të shpimit nga temperatura e dielektrikut për tension të vazhdueshëm(I)dhe impulsiv (II

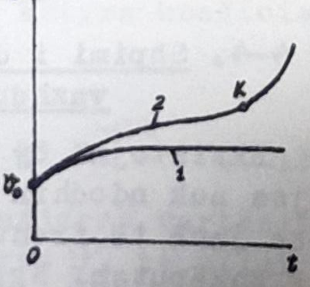


Fig.4-11.Ndryshimi i temperaturës së dielektrikut në varësi të kohës, shkaktuar nga veprimi i tensionit.

Për një vlerë të tensionit, temperatura e dielektrikut zmadhohet në fillim shpejt pastaj ngadalë deri sa ndodh ekuilibri termik. Temperatura i afrohet një vlere maksimale në mënyrë asimptotike (në qoftë se dielektriku nuk përmban lagështi). Kur tensioni rritet më tej, temperatura zmadhohet në mënyrë analoge, si në rastin e parë, kurba (2) e fig.4-11, veçse merr vlera më të mëdha. Kur temperatura arrin një vlerë kritike, pika K, ajo rritet me të shpejtë dhe ekuilibri termik mund të prishet. Në këtë rast ndodh shpimi i dielektrikut.

Në disa raste, sidomos kur dielektriku përmban lagështi, megjithëse temperatura mund të rritet me të shpejtë, ekuilibri termik mund të mos prishet (fig.4-12). Temperatura fiton një vleftë maksimale dhe përsëri ulet. Ky fenomen shpjegohet me largimin e lagështisë që përmban dielektriku.

Në qoftë se në grafikun e varësisë së tensionit të shpimit nga temperatura do të vendoset varësia e ndryshimit të temperaturës nga koha, mund të parashikojmë në se shpimi do të ndodhë dhe pas sa kohe. Për një tension të caktuar U, që vepron në dielektrik, dhe një temperaturë të ambientit do të kemi një varësi të caktuar t = f (ϑ). Në figurën 4-13 janë paraqitur tri rastet e ndryshimit të temperaturës në varësi të kohës ose anasjelltas, të analizuara më sipër. Sikurse shihet në rastet "a" dhe "b" ndodh shpimi, kurse në rastin "c" nuk kemi shpim të dielektrikut.

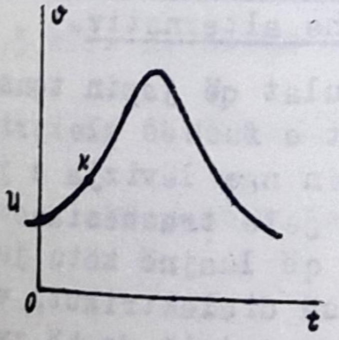


Fig.4-12.Ndryshimi i temperaturës të dielektrikut në varësi të kohës për shkak të veprimit të tensionit (dielektrik me lagështi).

Analiza e mësipërme tregon se shpimi termik përfaqëson në vetëvete një proces goditës, i shkakëtuar nga shkëputja e menjëhershme e joneve të lidhura. Ky fenomen

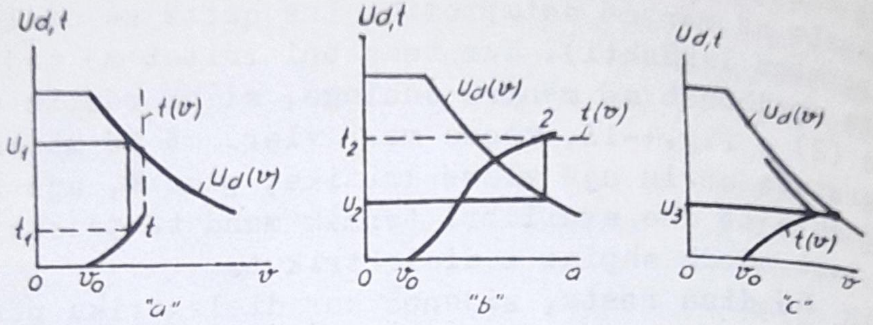


Fig.4-13. Sjellja e dielektrikut gjatë nxehjes së tij nga tensioni :a) dielektriku shpohet në çastin t_1; b) dielektriku shpohet në çastin t_2, c) dielektriku nuk shpohet.

çfaqet edhe në zonën e temperaturave të larta ose kur mbi dielektrik ushtrohet menjëherë një tension i madh.

Në këtë mënyrë, shpimi termik mund të karakterizohet si vijon: shpim termik ndodh atëherë kur tensioni që vepron mbi dielektrik nuk është i mjaftueshëm të shkaktojë shpim menjëherë për temperaturën fillestare që ka dielektriku, por vetëm pasi zhvillohet nxehtësi. Për shkak të humbjeve dielektrike ndodh një rritje e tillë e temperaturës së dielektrikut, sa qëndrueshmëria elektrike ulet në vleftën e tensionit veprues.

4-6. Shpimi i dielektrikëve të ngurtë për tension të vazhdueshëm dhe alternativ.

Duke u mbështetur në formulat që japin tensionin e shpimit del qartë se ndryshimet e fushës elektrike që ndodhin në dielektrik, shkakëtohen nga lëvizja e joneve rrëshqitëse dhe sa më e hollë të jetë trashësia e dielektrikut, aq më i vogël është roli që luajnë këto jone. Pra me zvogëlimin e trashësisë së dielektrikut, varësia e tensionit të shpimit nga koha e veprimit do të zvogëlohet. Praj këtej mund të arrihet përfundimi se për dielek-

trikët me shtresë të hollë, tensioni i shpimit (vlera maksimale ose amplituda) nuk do të varet në se tensioni do të jetë i vazhdueshëm ose alternativ. Kjo ndodh sepse jonet rrëshqitëse mund të largohen prej dielektrikut në katodë gjatë gjysmës së periodës të rrymës me frekuencë industriale. Për dielektrikët me shtresë të hollë, eksperimentet kanë dhënë vlera të njëjta për tensionin e shpimit, si për tension të vazhdueshëm ashtu edhe alternativ (vlera maksimale).

Ndryshe ndodh me dielektrikët me shtresë të trashë. Duket sikur tensioni i shpimit për tension të vazhdueshëm do të jetë më i vogël se sa për atë alternativ sepse jonet rrëshqitëse do të kishin kondita më të përshtatshme për t'u larguar prej dielektrikut. Kurse në fakt ndodh e kundërta. P.sh. izolacioni i kablave të fuqisë, me izolacion letër të imprenjuar në vaj, duron rreth 2,5 herë më shumë tensionin e vazhdueshëm se atë alternativ. Ky fakt mund të shpjegohet në këtë mënyrë: për tension alternativ jonet rrëshqitëse duke kryer lëvi-

zje lëkundëse, zgjerojnë dhe zgjatin kanalet e joneve; nga ana tjetër, për shkak të humbjeve dielektrike më të mëdha se për tensionin e vazhdueshëm, temperatura e dielektrikut rritet. Si rrjedhim krijohen kondita më të favorshme për shpimin e dielektrikut.

4-7. Përcaktimi eksperimental i qëndrueshmërisë dielektrike të ngurtë.-

Për të karakterizuar në mënyrë të plotë qëndrueshmërinë elektrike të një dielektriku, është e nevojshme të përcaktohet tensioni i shpimit në varësi të trashësisë dhe të temperaturës, për tension të vazhduar, alternativ dhe impulsiv.

Që të matet në rregull qëndrueshmëria elektrike e dielektrikut, duhet të kihen parasysh disa çështje të rëndësishme.

Për dielektrikët që kanë tension shpimi të vogël dhe përdoren vetëm për trashësi jo të mëdha, si p.sh. letra, prespani etj., mund të përdoren elektroda të rrafshta metalike me buzë të rrumbullakuara mirë. Për dielektrikë të tjerë, siç janë porcelani , smolat (rezinat) artificiale etj., të tilla elektroda janë të papërshtat

shme.

Kur zmadhohet tensioni, para se të ndodhë shpimi, në buzët e elektrodave lindin shkarkime në ajër mbi sipërfaqen e dielektrikut. Pika ku çfaqen këto shkarkime mund të jenë maja të çfarëdo lloj natyre. Në këto degë shkarkimi, intensiteti i fushës elektrike në dielektrik mund të zmadhohet disa herë në krahasim me atë që ekziston midis elektrodave të rrafshta. Prandaj shpimi ndodh për një tension shumë më të vogël, se sa kur mungojnë shkarkimet anësore.

Kondicat e provës mund të përmirësohen, në qoftë se dielektriku së bashku me elektrodat zhyten në vaj transformatori ose në ndonjë dielektrik tjetër të lëngshëm. Duhet patur parasysh që po të ndodhin shkarkime edhe në vaj, është e nevojshme që të përdoret një dielektrik i lëngshëm që të ketë konstante dielektrike të barabartë ose më të madhe se e dielektrikut që provohet. Nga ana tjetër, qëndrueshmëria elektrike e vajit ose e lëngut duhet të jetë e rendit të dielektrikut që provohet. Kondita e fundit mund të zbatohet, duke bërë provat në vaj dhe nën presion të lartë. Por në këtë rast është vështirë të bëhen provat për temperatura të ndryshme.

Kondita të favorshme arrihen kur përdoren elektro-
da dhe dielektrikë që kanë formën e treguar në fig. 4-14.
Në pllakën e dielektrikut bëhet një thellim (me trapano
ate me frezë, në dielektrikët e thyeshëm si xhami bëhet
retifikimi i tyre) në mënyrë të tillë që thellimi të je-
të paralel me sipërfaqen tjetër dhe anët e thellimit të
jenë të rrumbullakosura. Pjesa e thelluar mbulohet me një
shtresë metalike ose grafiti i cili sherben si elektrodë.
Si elektrodë tjetër shërben një disk i rrafshët me diame-
tër më të madh se diametri i thellimit. Për të patur kon-
takt me të mirë midis elektrodës dhe dielektrikut, reke-
mandohet të vendoset një shtresë e hollë përmbi midis
diskut dhe dielektrikut. Për një formë të tillë të elektro-
dave, mund të presim një shpim në pjesën e rrafshët nën
elektrodën e sipërme.

Ky sistem elektrodash mund të përdoret për shpi-
min e dielektrikut me temperaturë të lartë.

Në vend që të vendoset i gjithë sistemi i elektro-
dave në një ambient në temperaturë të kërkuar ,mund të
nxehet vetëm pjesa e mezit me një ngrohës elektrik ose
me rrezatim. Në të njëjtën kohë matet edhe temperatura
me anë të termoelementeve. Në këtë rast shpimi ndodh në
pjesën e midisit ku trashësia e dielektrikut është e hollë.
Për temperatura shumë të larta, kur tensioni i shpimit
zvogëlohet shumë ,vështirësitë me shkarkimet anësore za-
konisht largohen.

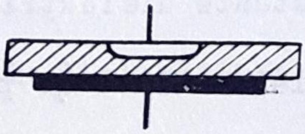


Fig.4-14.Elektroda për të provuar në shpim dielek-trikët e ngurtë.

KAPITULLI V

Shpimi i dielektrikëve të lëngët

Qëndrueshmëria elektrike e dielektrikëve të lëngët (p.sh. e vajrave minerale) varet shumë nga shkalla e përmbajtjes së papastërtive. Vaji i trasformatorit shumë i pastër, intensitetin e shpimit e ka shumë të lartë:400 deri 600 kV/cm. dhe më shumë. Por mjafton një përmbajtje e vogël papastërtish që qëndrueshmeria elektrike e tij të ulet në mënyrë të theksuar.

Mekanizmi i shpimit të vajit si edhe i dielektrikëve të tjerë të lëngshëm është mjaft i ndërlikuar. Prandaj llogaritjet e intensitetit të shpimit mbështeten kryesisht në formulat empirike. Shpesh ka lindur pyetja, në se procesi i shpimit të vajit është thjesht elektrik ose termoelektrik. Në qoftë se do të ndodhte shpimi thjesht elektrik, atëhere kryesore do të ishte vlefta maksimale e tensionit të çastit dhe në rast të kundërt, do të ishte vlefta efektive e tensionit alternativ. Por eksperienca e shpimit të vajit me tension alternativ me koeficient amplitude të ndryshme tregon se tensioni i shpimit nuk varet as nga amplituda as nga vlefta efektive, por nga integrali i intensitetit të fushës elektrike sipas kohës $\int E\, dt$. Oscilogramet e nxjerra gjatë provave të shpimit të vajit tregojnë se çasti i shpimit ndodh pasi është kaluar vlefta maksimale e tensionit (fig.5-1).

Ndikimi i papastërtive në tensionin e shpimit mund të shpjegohet në këtë mënyrë: dihet se nën veprimin e fushës elektrike mbi grimcat, me konstante dielektrike të madhe, veprojnë forca elektrostatike, të cilat mund t'i vejnë grimcat në lëvizje, në qoftë se intensiteti i fushës elektrike kalon një kufi kritik. Intensiteti kritik për grimca me diametër 50 Å është rreth 250 kV/cm., kurse për

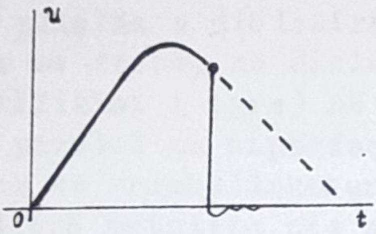


Fig.5-1. Çast shpimi i vajit të transformatorit.

grimca 100 Å është 100 kV/cm. Pra sa më i madh të jetë diametri i papastërtive, aq më i vogël do të jetë edhe intensiteti i vënjes në lëvizje të tyre. Kur mungon fusha elektrike, grimcat në vaj bëjnë lëvizje të çrregullt, kurse nën ndikimin e fushës elektrike ato lëvizin në drejtim të zonave ku intensiteti i fushës është më i madh.

Forca që vepron mbi grimcën llogaritet sipas ligjit:

$$F_E = r^3 \varepsilon r_o \frac{\varepsilon_r - \varepsilon_{ro}}{\varepsilon_r + 2\varepsilon_{ro}} E \text{ grad } \vec{E}, \qquad (5\text{-}1)$$

ku : r përfaqëson rrezen e grimcës;

ε_r përfaqëson konstanten dielektrike të saj;

ε_{ro} përfaqëson konstanten dielektrike të ambientit (rastin tonë të vajit). Siç shihet, kjo forcë rrit me fuqinë e tretë të rrezes, r. Grimca vihet në lëvizje pas drejtimit të intensitetit të fushës elektrike vetëm atëhere kur forca F_E do ta mund atë të difuzionit të shk tuar nga lëvizja termike.

Në rast se thërmiat janë të ngarkuara, përveç fo cës (5-1), do të veprojë edhe forca elektrostatike F_e = = q.E; ku q është ngarkesa që ka thërmia. Për shkak të l vizjes së joneve dhe grumbullimit të tyre afër elektroda ve, ashtu si në dialektrikët e ngurtë, zmadhohet intensi teti i fushës elektrike po në afërsi të elektrodave. Kështu pra, sa më i madh të jetë numri i joneve në hapësir midis elektrodave dhe sa më gjatë vepron fusha elektrike aq më i madh do të jetë zmadhimi i intensitetit. Në fill shpërndarja e tensionit midis elektrodave të rrafshta ës lineare. Ne kalimin e kohës, ajo kurbëzohet. Si rrjedhim intensiteti i fushës elektrike zmadhohet në afërsi të ele ktrodave. Nga ana tjetër, grumbullimi i papastërtive në zonën me fushë elektrike më të fuqishme (në afërsi të

elektrodave) shkakton krijimin e urave, të cilat zvogëlojnë në mënyrë të ndieshme tensionin e shpimit. Në këtë mënyrë pranojmë se sa më i madh të jetë diametri i thërmiave, aq më tepër do të fuqizohen urat.

Eksperienca tregon se vaji mund të keqësojë qëndrueshmërinë elektrike të tij edhe kur mungon fusha elektrike. Shkaku i këtij keqësimi shpjegohet në këtë mënyrë: thërmijat e vogla me diametër disa angstrom (Å) kanë aftësi të bashkohen duke formuar thërmia me diametër më të madh, duke mbrrijtur në 500 deri 3000 Å. Ky fenomen, i cili shpesh quhet koagulim, është shumë i ndieshëm për thërmiat e elektrolitëve, sapuneve, smolave. Të tilla thërmia lindin gjithmonë gjatë vjetrimit të vajit.

Dielektrikët e lëngët, mund të përmbajnë lloje të ndryshme papastërtish: fije të vogla celulozë, ujë, thërmia metalike, produkte të vjetërsimit (qymyr, acidë, sapune, smola) etj.

Nga kimia koloidale dijet se thërmijat e papastërtive që nuk treten dhe që kanë diametër më të vogël se 10 Å gjatë përplasjeve që pësojnë me njera tjetrën në proçesin e lëvizjes termike të tyre formojnë thërmia me diametër më të madh. Bashkimi i thërmiave shpjegohet me veprimin e forcave tërheqëse të London-Vander-Valsit(ose forcave të lidhjes fizike dhe kimike). Ky bashkim i thërmiave shumë të vogla ndodh brenda një kohe shumë të shkurtër. që mund të matet në disa raste edhe me sekonda. Prandaj ky proçes quhet proçes i koagulimit të shpejtë.

Në qoftë se vaji përmban shumë papastërti, ndalimi i koagulimit të shpejtë është i vështirë. Nga kjo kuptohet shkaku pse vaji që ka qëndrueshmëri 400 deri 600 kV/cm. vetvetiu keqësohet, duke e ulur qëndrueshmërinë deri në nivelin 200 kV/cm.

Por me zmadhimin e diametrit të thërmiave, ngadalë zmadhohen edhe forcat e shtytjes, të cilat në fund të fundit shpien në një ekuilibër ose në një gjendje të qëndrueshme të thërmiave. Ky proces quhet edhe koagulimi i ngadalshëm.

Thërmiat në gjendje të varur në dielektrikët e lëngët rrethohen me një mbulesë jonike, prandaj ato shtyhen njera me tjetrën (fig.5-2). Pra forcat tërheqëse ku-

ndërshtohen nga këto forca shtytëse. Përveç këtyre forcave vepron edhe forca kinetike e tyre kT. Prandaj ekuilibri vendoset vetëm atëhere kur këto tri forca japin një rezultante të barabartë me zero. Forca shtytëse bëhet e ndashme për rreze të thërmiave që kalojnë 50 ... 50 Å. Në këto kondita ndodh koagulimi i ngadalshëm. Meqenëse energjia kinetike e thërmiave ka karakter statistikor, proçesi i bashkimit të thërmiave ekziston deri në diametrin e thërmiave 800 Å, më tek probabiliteti i bashkimit është shumë i vogël.

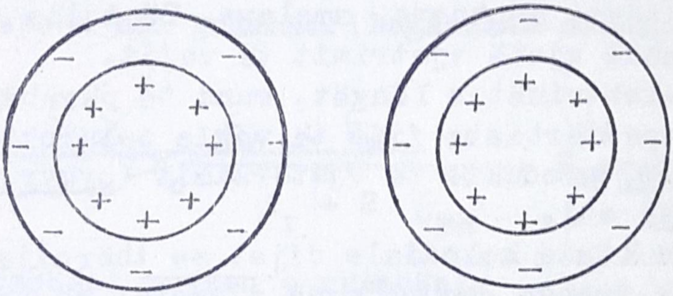


Fig.5-2. Dy thërmia sferike me ngarkesa në sipërfaqe, të cilat shtyhen njera me tjetrën.

Në fig.5-3 tregohet bashkimi i dy thërmiave në një të vetme.

Prishja e mbulesave jonike në disa kondita, si p.sh. kur dialektriku i lëngët përmban shumë jone të lira, shkakëton zmadhimin e diametrit të thërmiave, d.m.th. proçesi i koogulimit forcohet.

Në mënyrë eksperimentale është provuar se në kufirin e dy lëndëve të ndryshme (dy fazave) lënda më konstante dielektrike më të madhe fiton ngarkesë pozitive. Por ky rregull nuk është absolut, sepse ndodh që shenja e ngarkesave ndryshon. Në këto raste proçeset në sipërfaqe dominojnë mbi ato të polarizimit.

Fijet e celulozës, që kanë thithur lagështu në ambient me vaj, për shkak të rritjes konstantes dielektrike, ngarkohen pozitivisht. Por çdo thërmijë qoftë e ngarkuar negativisht ose pozitivisht, ajo do të thërheqë jone me she-

një të kundërt, duke formuar një mbulesë me ngarkesa elektrike. Ngarkesat e para janë të lidhura, kurse këto të fundit janë lidhur më dobët, prandaj quhen edhe rrëshqitëse.

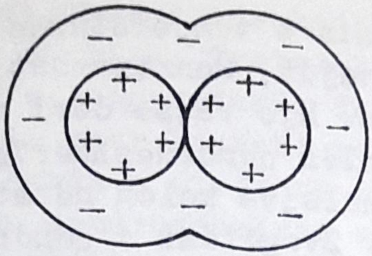


Fig.5-3. Formimi i thërmiave të mëdha.

5-1. <u>Ndikimi i papastërtive në tensionin e shpimit të vajit.</u>

Një nga papastërtitë që ndikon më tepër në karakteristikat e vajit është uji. Uji që përmbahet në vaj zvogëlon në mënyrë të theksuar qëndrueshmërinë elektrike të tij. Fig.5-4 tregon qartë se mjafton një përmbajtje shumë e vogël lagështie që intensiteti i shpimit të vajit të zvogëlohet shumë. P.sh. një lagështim prej 0,05% zvogëlon qëndrueshmërinë në më pak se 20 % të vlerës fillestare. Vaji mineral ka aftësi të thithë nga ambienti lagështi. Në temperaturën 20°C vaji mund të gëlltitë rreth 0,10% ujë, kurse për 60°C, mund të gëlltitë 0,2%. Përtej këtij kufiri, uji precipiton në fund të enës.

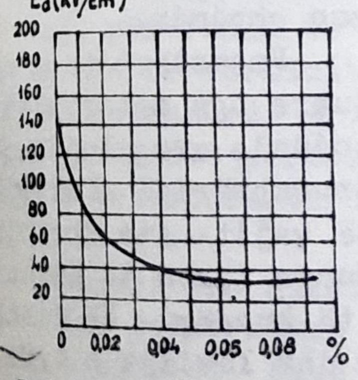


Fig.5-4. Qëndrueshmëria elektrike e vajit të transformatorit (25°C) në varësi të përmbajtjes së lagështisë në %.

Uji në dielektrikët e lëngët, mund të ndodhet në tri gjendje të ndryshme: i tretur, emulsioni dhe pikash. Është vërtetuar se ndikim më të madh në tensionin e shpimit të dielektrikëve të lëngët ushtron uji në formë emulsioni, d.m.th. në formë thërmijash me diametër 100 deri 1000 Å.

Të tilla pika uji shpërndahen në të gjithë vëllimin e di-
lektrikut të lëngët. Kur vepron fusha elektrike këto pika duke lëvizur në drejtim të elektrodave formojnë ura përçuese, të cilat zvogëlojnë mjaft qëndrueshmërinë elektrike të dielektrikut.

Me zmadhimin e temperaturës së dielektrikut të lëngët, p.sh. të vajit, konstatohet një rritje e qëndrueshmërisë elektrike. Kjo veçse deri në një temperaturë kritike, përtej së cilës qëndrueshmëria zvogëlohet. Kështu, uji nga gjendja emulsive kalon në atë të tretur, d.m.th. në atë molekulare. Zvogëlimi i qëndrueshmërisë për temperatura të larta shpjegohet me rritjen e përcjellshmërisë elektrike të vajit. Kur temperatura e vajit arrin vlerën kritike të vlimit, qëndrueshmëria elektrike zvogëlohet shumë. Kjo ndodh sepse avujt e vajit kanë qëndrueshmëri më të vogël elektrike (fig.5-5).

Kur vaji përmban lagështi dhe fije organike, ai zvogëlon në mënyrë të theksuar qëndrueshmërinë elektrike.

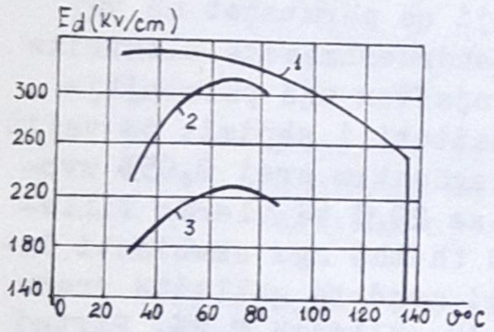


Fig.5-5. Varësia e qëndrueshmërisë elektrike të vajit të transformatorit nga temperatura.
1.vaj i pastërt;
2.vaj me lagështi 0,002%;
3.vaj me lagështi 0,0025%.

Ndikimi i fijeve në vaj shpjegohet nga se ato thithin lagështi. Fijet e lagura kanë konstante dielektrike më të madhe se vaji, prandaj zhvendosen në zonat me intensitet të madh të fushës elektrike, duke formuar ura midis elektrodave, gjë që lehtëson shpimin.

Papastërtitë e shkaktuara nga materialet koloidale zvogëlojnë qëndrueshmërinë elektrike të vajit. Ato formojnë thërmia bartëse të joneve të absorbuara (jone të lidhura) dhe të rrethuara me jone me shenjë të kundërt. Në fushën elektrike ndodh ndarja e ngarkesave dhe lëvizja e tyre në drejtim të elektrodave, d.m.th. ndodh krijimi i ngarkesave